



**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA CHEMICKÁ**

FACULTY OF CHEMISTRY

**ÚSTAV FYZIKÁLNÍ A SPOTŘEBNÍ CHEMIE**

INSTITUTE OF PHYSICAL AND APPLIED CHEMISTRY

**STUDIUM TEPELNÝCH VLASTNOSTÍ MATERIÁLŮ  
VHODNÝCH K CHLAZENÍ FOTOVOLTAICKÝCH PANELŮ**

STUDY OF THERMAL PROPERTIES OF MATERIALS FOR COOLING OF PHOTOVOLTAIC  
PANELS

**DIZERTAČNÍ PRÁCE**

DOCTORAL THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

Ing. Lenka Dohnalová

**ŠKOLITEL**

SUPERVISOR

prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.

BRNO 2016



Vysoké učení technické v Brně  
**Fakulta chemická**  
Purkyňova 464/118, 61200 Brno

## Zadání dizertační práce

Číslo dizertační práce:	<b>FCH-DIZ0128/2015</b>	Akademický rok: <b>2015/2016</b>
Ústav:	Ústav fyzikální a spotřební chemie	
Student(ka):	<b>Ing. Lenka Dohnalová</b>	
Studijní program:	Fyzikální chemie (P1404)	
Studijní obor:	Fyzikální chemie (1404V001)	
Vedoucí práce	<b>prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.</b>	
Konzultanti:		

### Název dizertační práce:

Studium tepelných vlastností materiálů vhodných k chlazení fotovoltaických panelů

### Zadání dizertační práce:

- 1) provést rešerši na téma přenos a akumulace tepla v pevných a kapalných látkách
- 2) vytvořit metodu ke studiu přenosu tepla měřenými materiály
- 3) stanovit teplotní závislosti termofyzikálních parametrů studovaných látek
- 4) interpretovat výsledky s ohledem na praktické využití

### Termín odevzdání dizertační práce: 31.8.2016

Dizertační práce se odevzdává v děkanem stanoveném počtu exemplářů na sekretariát ústavu a v elektronické formě vedoucímu dizertační práce. Toto zadání je přílohou dizertační práce.

-----  
Ing. Lenka Dohnalová  
Student(ka)

-----  
prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.  
Vedoucí práce

-----  
prof. Ing. Miloslav Pekař, CSc.  
Ředitel ústavu

V Brně, dne 1.8.2015

-----  
prof. Ing. Martin Weiter, Ph.D.  
Děkan fakulty

## ABSTRAKT

Předmětem této dizertační práce je studium tepelných vlastností PCM materiálů a diskuze jejich využití pro chlazení fotovoltaických systémů. Cílem práce je změřit a charakterizovat tepelné vlastnosti komerčních PCM materiálů (např. Micronal®), jejichž praktické využití souvisí s jejich fázovými přeměnami. Chování objemových materiálů je pro definované teploty dobře teoreticky popsáno i experimentálně ověřeno. Pro aplikační využití je však zapotřebí prozkoumat a stanovit tepelné parametry PCM materiálů v závislosti na jejich fázových přeměnách během zahřívání a ochlazování.

Ke studiu tepelných vlastností materiálů se využívají známé tranzientní metody měření, které podávají kompletní informace o chování zkoumaných materiálů v závislosti na teplotě a umožňují tak stanovení termofyzikálních parametrů celého systému. Mezi používané tranzientní metody patří zejména pulzní a skoková metoda. Nově je v rámci této práce používána také kombinace lineárního růstu teploty (tzv. rampa) a skokové metody. Princip je založen na generování malého množství tepla uvnitř studovaného vzorku a měření teplotní odezvy systému, ze které lze poté zjistit potřebné termofyzikální parametry.

Teoretická část práce se zaměřuje na charakterizaci metod stanovení termofyzikálních parametrů zkoumaného materiálu. V experimentální části je popsán průběh experimentu, budou zde uvedeny a diskutovány experimentální výsledky, způsob jejich vyhodnocení, ale především jejich diskuze z pohledu potenciálních aplikací.

## ABSTRACT

The topic of this doctoral thesis is to study the thermal properties of PCM materials and discussion of their use for cooling of photovoltaic systems. The aim of the study is to measure and characterize the thermal properties of commercial PCM materials (Micronal®), their practical use is related to the phase transitions. The behavior of bulk materials at different temperatures is well described theoretically and experimentally verified. For the application use it is necessary to examine and determine the thermal properties of PCM materials depending on the phase transitions during heating and cooling.

To study the thermal properties of materials the known transient methods of measuring are used which give full information about the behavior of the materials investigated in dependence on the temperature and thus allow the determination of the thermo-physical parameters of the system. For the transient measurements there are used especially pulse transient and step wise method. Newly is used also combination of linear temperature rise (the ramp wise) and the step wise method. The principle is based on the generation of a small amount of heat inside the studied sample and it is measured the thermal response of the system from which it may be then determined the necessary thermo-physical parameters.

The theoretical part of this thesis focuses on characterization of methods for the determination of thermo-physical parameters of the investigated material. In the experimental part of the approached process of experiment, the results, the method of evaluation of the obtained data and also the discussion of results from the viewpoint of potential applications are presented.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

klasické a fraktální teorie transportu tepla, objemové materiály, materiály využívající k akumulaci tepla fázovou přeměnu (PCM), tranzientní metody stanovení termofyzikálních parametrů, chlazení fotovoltaických systémů

## **KEYWORDS**

classical and fractal theory of heat transport, bulk materials, phase change materials (PCM), transient methods for determining thermo-physical parameters, cooling of photovoltaic systems

DOHNALOVÁ, L. *Studium tepelných vlastností materiálů vhodných k chlazení fotovoltaických panelů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, 2016. 77 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.

## PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem dizertační práci na téma "*Studium tepelných vlastností materiálů vhodných k chlazení fotovoltaických panelů*" vypracovala samostatně a že všechny použité literární zdroje byly správně a úplně citované. Dizertační práce je z hlediska obsahu majetkem Fakulty chemické VUT v Brně a může být využita ke komerčním účelům pouze se souhlasem vedoucího dizertační práce a děkana FCH VUT.

.....  
podpis studenta

### *Poděkování:*

*Ráda bych poděkovala za odborné vedení při získávání i zpracovávání experimentálních dat a za všestrannou pomoc, vstřícnost a cenné rady po celou dobu studia prof. Ing. Oldřichu Zmeškalovi, CSc. Dále chci poděkovat rodině, bez jejíž podpory by tato práce nemohla vzniknout.*

<b>1. ÚVOD .....</b>	<b>8</b>
<b>2. CÍLE PRÁCE .....</b>	<b>10</b>
<b>3. TEORETICKÉ ZÁKLADY NAUKY O TEPLE .....</b>	<b>11</b>
<b>3.1 Základní termofyzikální veličiny .....</b>	<b>11</b>
3.1.1 Měrná tepelná kapacita .....	11
3.1.2 Tepelná vodivost .....	12
3.1.3 Teplotní vodivost .....	13
<b>3.2 Způsoby přenosu tepla .....</b>	<b>13</b>
3.2.1 Proudění .....	13
3.2.2 Vedení .....	14
3.2.3 Záření .....	14
3.2.4 Zobecnění .....	14
<b>3.3 Měření teploty .....</b>	<b>15</b>
3.3.1 Dotykové teploměry .....	16
3.3.2 Bezdotykové teploměry .....	18
<b>4. METODY MĚŘENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ .....</b>	<b>20</b>
4.1 Bezzdrojové stacionární metody .....	21
4.2 Tranzientní metody .....	21
4.2.1 Pulzní tranzientní metoda .....	22
4.2.2 Skoková metoda .....	24
4.2.3 Metoda rampy .....	24
<b>5. FRAKTÁLNÍ TEORIE PŘENOSU TEPLA .....</b>	<b>26</b>
5.1 Základní fraktální veličiny .....	26
5.2 Fraktální pole .....	27
5.3 Aplikace na teplotní pole .....	28
5.4 Modely transportu tepla .....	28
5.4.1 Ideální fraktální model (Diracův impulz) .....	29
5.4.2 Ideální fraktální model (jednotkový skok) .....	29
5.4.3 Ideální fraktální model (rampa) .....	29
5.4.4 Obecný fraktální model .....	30
<b>6. METODY STANOVENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ .....</b>	<b>32</b>
<b>7. FOTOVOLTAICKÉ SYSTÉMY .....</b>	<b>33</b>
7.1 Princip činnosti fotovoltaického článku .....	33
7.2 Účinnost fotovoltaických článků .....	33
7.3 Chlazení fotovoltaických článků .....	36
7.3.1 Pasivní chlazení .....	36

7.3.2 Aktivní chlazení .....	36
<b>8. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST .....</b>	<b>38</b>
8.1 Zkoumané materiály .....	38
8.1.1 PMMA .....	38
8.1.2 Aerotherm® .....	39
8.1.3 PCM Micronal® .....	40
8.2 Experimentální aparatura .....	42
8.2.1 Měřicí přístroje .....	42
8.2.2 Uspořádání systému vzorku .....	44
8.3 Experiment .....	47
8.3.1 Příprava vzorku a uspořádání experimentu .....	47
8.3.2 Princip a průběh experimentu .....	47
<b>9. VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT A DISKUZE</b>	
<b>VÝSLEDKŮ .....</b>	<b>49</b>
9.1 Optimalizace podmínek měření pomocí PMMA .....	49
9.2 Optimalizace procesu vyhodnocování experimentálních dat pomocí PMMA ..	50
9.2.1 Úprava experimentálních dat .....	50
9.2.2 Fitování experimentálních dat .....	51
9.2.3 Extrapolace tranzientních parametrů .....	51
9.2.4 Stanovení termofyzikálních parametrů .....	52
9.3 Stanovení optimálních podmínek experimentu .....	52
9.3.1 Vliv délky pulzu na výsledky měření .....	52
9.3.2 Stanovení teplotních závislostí tranzientních parametrů .....	55
9.3.3 Stanovení teplotních závislostí termofyzikálních parametrů .....	56
9.4 Teplotní závislosti PMMA .....	58
9.4.1 Tranzientní parametry .....	58
9.4.2 Termofyzikální parametry .....	59
9.5 Teplotní závislosti Aerothermu® .....	61
9.6 Teplotní závislosti PCM Micronalu® .....	63
9.7 Shrnutí výsledků .....	65
<b>10. ZÁVĚR .....</b>	<b>67</b>
<b>11. LITERATURA .....</b>	<b>68</b>
<b>12. SEZNAM SYMBOLŮ .....</b>	<b>72</b>
<b>13. PŘEHLED PUBLIKACÍ A AKTIVIT .....</b>	<b>75</b>
13.1 Odborné publikace .....	75
13.2 Účast na řešení projektů .....	76
13.3 Aktivní účast na mezinárodních konferencích .....	77

## 1. ÚVOD

Již od pravěku si začali lidé uvědomovat vlastnosti prostředí, ve kterém žili. Jako jedny z prvních to byly právě tepelné vlastnosti. Pro jejich přežití bylo velmi důležité chránit se před zimou, využívat sluneční energii, vodu ve všech jejích fázích a později také oheň. Proto byly tepelné vlastnosti studovány, nejprve intuitivně, později vědomě po celou dobu vývoje lidstva.

V současné době jsou neustále vyvíjeny nové a nové materiály, které mají lidem usnadnit život, zajistit větší komfort a přinést užitek. Hodně prostředků je investováno do zkoumání nových možností, jak získávat energii z obnovitelných zdrojů. Lidé si uvědomují, že téměř veškerá energie na Zemi pochází ze Slunce. Proč tedy nevyužít sluneční záření pro efektivní přeměnu na energii? Proto byly vyvinuty fotovoltaické systémy a systémy pro solární ohřev vody. Ty přeměňují sluneční záření přímo na elektrickou, resp. tepelnou energii, které lidstvo potřebuje stále víc.

Samotné fotovoltaické panely prochází neustálým vývojem, vědci se snaží zvýšit jejich účinnost nejrozličnějšími způsoby, snížit náklady na jejich výrobu, ale především se snaží zajistit ekologickou výrobu. V současné době jsou fotovoltaické články vyráběny především na bázi monokrystalického, resp. polykrystalického křemíku, který se při absorpci slunečního záření a jeho přeměně na elektrickou energii zahřívá. Problémem je u fotovoltaických článků přetrvávající pokles účinnosti při vyšších teplotách. Řešením je snížení teploty celého systému, resp. produkce fotovoltaických článků na bázi organických polovodičů. Ty však dosahují v současné době výrazně nižší účinnosti a mají malou životnost.

K chlazení fotovoltaických článků se dají použít různé metody (chlazení vodou, vzduchem, apod.). Jednou z možností je také využití materiálů, které akumulují teplo na bázi fázové přeměny (PCM) v kombinaci s nosičem, se kterým tvoří např. směs. Při vyšších teplotách PCM materiál absorbuje teplo, které způsobí tání, povrch materiálu se tedy ochladí. Tuto funkci je třeba ověřit prakticky a podložit měřením, zda je PCM materiál skutečně schopen díky fázovému přechodu chladit fotovoltaický systém a zvyšovat tak jeho účinnost. Abychom to zjistili, je třeba znát termofyzikální parametry vybraných PCM materiálů. Tyto charakteristiky nejsou tak často zkoumány jako např. charakteristiky elektrické nebo mechanické, jsou však neméně důležité pro aplikační využití.

V této práci jsou zkoumány některé z těchto vlastností, zejména je to *teplotní vodivost* (*thermal diffusivity*), *měrná tepelná kapacita* (*specific heat*) a *tepelná vodivost* (*thermal conductivity*). Pro měření těchto termofyzikálních parametrů byla vyvinuta celá řada metod. V této práci jsou použity pro stanovení termofyzikálních parametrů vzorků pulzní tranzientní metody, které jsou založeny na analýze dynamického teplotního pole ve vzorku materiálu. V laboratorním měřítku jsou nejlepší volbou pro zjišťování termofyzikálních parametrů pevných látek zejména pulzní tranzientní metoda, skoková metoda, resp. jejich kombinace s lineárním růstem teploty (tzv. rampou). Výhoda těchto metod spočívá v generaci tepla uvnitř vzorku, čímž je potlačen vliv povrchu materiálu.

Z charakteristických parametrů teplotního pole vzniklého ve vzorku (obvykle čas a hodnota maxima teplotní reakce na tepelný pulz či skok naměřený v optimální vzdálenosti od zdroje tepla) lze následně určit teplotní vodivost  $\alpha$ , měrnou tepelnou kapacitu  $c_p$  a tepelnou vodivost  $\lambda$ .



Naměřená data je třeba pro určení hodnot termofyzikálních parametrů vhodným způsobem vyhodnotit. Na experimentální data je proto aplikována víceparametrická lineární regresní analýza. Získané termofyzikální parametry slouží k charakterizaci zkoumaných materiálů a pomáhají stanovit možnosti jejich dalšího praktického využití.

## 2. CÍLE PRÁCE

Jedním z dílčích cílů dizertační práce je vytvoření metody sloužící ke studiu přenosu tepla měřenými materiály. Výsledkem analýzy tohoto přenosu tepla je potom stanovení termofyzikálních parametrů studovaných látek.

Nejprve je třeba určit vhodnou metodu měření, která nás dovede k reprodukovatelným výsledkům. Tato práce se zabývá teoretickým základem pro vypracování spolehlivé měřicí metody pro zjišťování termofyzikálních parametrů zkoumaných látek. Vycházíme ze skokové metody a metody rampy. Jako nejvhodnější se však ukázala metoda modifikované rampy, která vznikla kombinací metody skokové a metody rampy. Tato metoda měření termofyzikálních parametrů je velmi jednoduchá a umožňuje rychlou interpretaci hodnot termofyzikálních parametrů zkoumaných látek z naměřených dat.

Samotná metoda však nestačí k charakterizaci studovaných materiálů. Experimentální data je třeba vyhodnotit, tj. stanovit termofyzikální parametry. Je třeba si uvědomit, že v reálných podmínkách měření nelze aplikovat ideální modely, a proto je třeba věnovat velkou pozornost odchylkám měření, které jsou způsobeny rušivými vlivy reálného prostředí, zejména se jedná o konečné rozměry vzorku, kvalitu tepelného zdroje a kontaktu se vzorkem, neideální tvar tepelného pulzu a v neposlední řadě tepelné ztráty ze vzorku do okolí způsobené odvodem tepla ze vzorku.

Po ověření experimentální metody na materiálu s tabelovanými hodnotami (modelový materiál PMMA) lze přejít na měření materiálů s neznámými tepelnými vlastnostmi (např. PCM). Určení jejich termofyzikálních parametrů je hlavním cílem dizertační práce. Úkolem je dokázat, zda je možné využít fázové přeměny PCM materiálů k chlazení fotovoltaických panelů, jejichž účinnost závisí právě na teplotě. Experimentální část dizertační práce se tedy bude zabývat především prezentací naměřených dat a interpretací výsledků měření.

### 3. TEORETICKÉ ZÁKLADY NAUKY O TEPLE

Teplu lze charakterizovat jako část vnitřní energie tělesa, kterou je možno mezi tělesy předávat [1], [2]. Z hlediska kinetické teorie lze též říci, že teplo způsobuje změnu celkové kinetické energie částic, které setrvávají v neuspořádaném pohybu. Jednotkou tepla je Joule (J). Přenos tepla je možný, pouze pokud mezi tělesem a okolím existuje teplotní rozdíl. Předané množství tepla poté lze vyjádřit pomocí vztahu

$$dQ = cm dT, \quad (1)$$

kde  $dQ$  je množství předaného tepla (J),  $dT$  je změna teploty po předání tepla (K),  $c$  je měrná tepelná kapacita ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) a  $m$  je hmotnost látky (kg). Pro uzavřené systémy můžeme teplo charakterizovat pomocí 1. termodynamické věty, která vyjadřuje předávané teplo uvnitř soustavy

$$dQ = dU + p dV, \quad (2)$$

kde  $U$  je vnitřní energie soustavy (J),  $p$  je tlak (Pa) a  $V$  je objem ( $\text{m}^3$ ). V tomto případě však není zohledněno časové hledisko, protože klasická termodynamika se zabývá rovnovážnými procesy, kdy neexistují uvnitř systému teplotní rozdíly, a vše probíhá za tepelné rovnováhy. Avšak při studiu přenosu tepla je třeba zohlednit i čas. Proto vznikla nauka o sdílení tepla, která řeší právě časový průběh přenosu tepla mezi soustavou a jejím okolím. Byla zavedena nová veličina – *tepelný tok* pro charakterizaci časového průběhu tepla, která je definována

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} = \int_S q dS, \quad (3)$$

kde  $dQ$  je přenesené množství tepla za časový interval  $dt$  a  $q$  je plošná hustota tepelného toku. Jednotkou tepelného toku je ( $\text{J.s}^{-1}$ ).

#### 3.1 Základní termofyzikální veličiny

**Teplotní pole** je skalární funkce teploty, kterou můžeme vyjádřit jako funkci prostorových souřadnic  $x, y, z$  a času  $t$ .

$$T = T(t, x, y, z), \quad (4)$$

Kde  $x, y, z$  jsou prostorové souřadnice obecného souřadnicového systému. Tyto souřadnice společně s časem tvoří soubor prostorových proměnných.

Nezávisí-li teplota na prostorových souřadnicích, je teplota systému konstantní. Je-li teplota závislá na prostorových souřadnicích, ale ne na čase, jedná se o teplotní pole stacionární neboli ustálené, v opačném případě jde o nestacionární resp. neustálené prostorově homogenní teplotní pole. Teplotní pole tedy může být stacionární nebo nestacionární podle toho, jestli je nebo není teplota funkcí času.

##### 3.1.1 Měrná tepelná kapacita

Měrná tepelná kapacita  $c$  (měrné teplo, specifické teplo) je definována jako množství tepla  $dQ$ , které je potřebné k ohřevu látky jednotkové hmotnosti o teplotu  $dT$ , viz rovnice (1). Číselně vyjadřuje měrná tepelná kapacita množství tepla potřebného k ohřátí jednotkového množství látky (1 kg) o jednotku teploty (1 K). Měrnou tepelnou kapacitu  $c$  můžeme vyjádřit dvěma různými způsoby [3]:

- *za konstantního objemu*

$$c_V = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} = \frac{1}{m} \frac{dU}{dT}, \quad (5)$$

kde  $m$  je hmotnost látky,  $dQ$  je teplo potřebné ke zvýšení teploty o  $dT$  ( $dQ = dU + p dV$ ),

- *za konstantního tlaku*

$$c_p = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} = \frac{1}{m} \frac{dH}{dT}, \quad (6)$$

kde  $m$  je opět hmotnost látky,  $dQ$  je teplo potřebné ke zvýšení teploty o  $dT$  (přírůstek entalpie  $dH$  je definován vztahem  $dH = d(U + pV) = dQ + V dp$ ).

Jednotkou měrné tepelné kapacity v soustavě SI je ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). S měrnou tepelnou kapacitou za konstantního tlaku většinou stanovuje u pevných látek a kapalin, přičemž rozdíl mezi  $c_p$  a  $c_V$  se v praxi zpravidla nebere v úvahu. U plynu je však zřetelný rozdíl mezi hodnotami  $c_p$  a  $c_V$ , proto zavádíme jejich poměr tzv. Poissonovu konstantu

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{dH}{dU}. \quad (7)$$

### 3.1.2 Tepelná vodivost

Tepelná vodivost  $\lambda$  je termofyzikální veličina, která udává schopnost tělesa šířit teplo vedením. Tepelnou vodivost můžeme definovat pomocí Fourierova zákona

$$q = -\lambda \text{grad} T, \quad (8)$$

kde  $q$  je plošná hustota tepelného toku (3) a  $\text{grad} T = (\partial T / \partial x, \partial T / \partial y, \partial T / \partial z)$  je teplotní gradient v daném místě. Číselně můžeme tepelnou vodivost vyjádřit jako množství tepla, které v ustáleném stavu prochází jednotkovým průřezem látky v jednotkovém teplotním gradientu za jednotku času. Jednotkou tepelné vodivosti v soustavě SI je ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

V izotropním prostředí můžeme předpokládat, že tepelná vodivost je konstantní, záleží však také na měřeném materiálu, u některých látek se významně projevuje její závislost na teplotě. V nehomogenním prostředí je funkcí polohy, v neizotropním materiálu je různá v různých směrech. Tepelná vodivost bývá také závislá na tlaku, vlhkosti, elektrickém a magnetickém poli.

### 3.1.3 Teplotní vodivost

Teplotní vodivost  $a$  (tepelná difuzivita) udává schopnost materiálu vyrovnávat rozdíly teplot při neustálém šíření tepla vedením v homogenním prostředí. Teplotní vodivost můžeme vyjádřit jako podíl tepelné vodivosti  $\lambda$  ( $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) a součinu její objemové hustoty  $\rho$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) a měrné tepelné kapacity při stálém tlaku  $c_p$

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}. \quad (9)$$

Jednotkou teplotní vodivosti je ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ).

### 3.2 Způsoby přenosu tepla

Kdykoliv existuje rozdíl teplot, je teplo přenášeno z teplejšího na chladnější místo. Zvyšuje se tak vnitřní energie atomů chladnější látky a tedy i její teplota, zároveň se snižuje vnitřní energie a tedy i teplota teplejší látky. Výměna pokračuje, dokud nenastane teplotní rovnováha.

Jsou známy tři základní způsoby přenosu tepla (proudění, vedení, záření). První dva způsoby se uplatňují v látkovém prostředí, třetí způsob se může uplatnit i ve vakuu. Přenos tepla může nastat cíleně, kdy je sdílení tepla žádoucí [2], [4], [5]. Příkladem mohou být pece, tepelné výměníky nebo destilační aparáty. Přenos tepla však může nastat také jako nežádoucí proces, což se děje především při ztrátách tepla do okolí. Termodynamika popisuje sdílené teplo  $dQ$  úměrné rozdílu teploty soustavy a okolí, toto teplo můžeme vyjádřit v látkovém prostředí (pevné látky, kapaliny) pomocí kalorimetrické rovnice nebo pomocí první věty termodynamické (2).

Termodynamika se zabývá studiem vlastností veličin a polí spojených s teplem a tepelnými jevy. Dále se dělí na *rovnovážnou termodynamiku*, která zkoumá systémy v rovnovážném stavu, a *nerovnovážnou termodynamiku*, která se věnuje studiu termodynamických soustav v nerovnovážném stavu. U rovnovážných procesů se mimo jiné předpokládá, že uvnitř soustavy neexistují teplotní gradienty a že proces probíhá ve stavu mechanické rovnováhy se zanedbáním setrvačnosti hmoty a tím se zcela vytrácí časové hledisko. Naproti tomu studium sdílení tepla řeší přechod tepla mezi soustavou a okolím, snaží se popsat mechanismy přechodu tepla. To umožňuje zkoumat také časový průběh děje v soustavách v nestacionárním stavu.

#### 3.2.1 Proudění

Proudění (konvekce) je proces šíření tepla uplatňující se u pohybujících se tekutin. Proudící tekutina s sebou nese teplo ve formě tepelné energie, kterou přijímá z tepelného zdroje. Pokud proudění vzniká samovolně vlivem sdílení tepla samotného, jedná se o *přirozenou konvekci*, pokud je vyvoláno, potom je děj nazýván *nucená konvekce*. Typickým příkladem šíření tepla prouděním je přestup tepla mezi pevnou stěnou a tekutinou. Plošná hustota tepelného toku se při přestupu tepla vyjadřuje pomocí Newtonova ochlazovacího zákona

$$q = \alpha |T_w - T_T|, \quad (10)$$

kde  $\alpha$  značí součinitele přestupu tepla ( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ),  $T_w$  je teplota stěny (K) a  $T_T$  je teplota tekutiny (K) v dostatečné vzdálenosti od stěny. Hustotu tepelného toku při konvekci lze vyjádřit z Newtonova ochlazovacího zákona

$$q_m(r) = \text{div } q_m = \text{div } (-D \text{ grad } \rho) = -D \Delta \rho, \quad (11)$$

kde  $q_m(r)$  je měrný výtěžek tepelného zdroje ( $\text{J.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ),  $q_m$  je hustota hmotnostního toku z tepelného zdroje ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),  $\rho$  je hustota prostředí ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) a  $D$  je difúzní koeficient ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ).

### 3.2.2 Vedení

Vedení (kondukce) tepla je způsob předávání mechanické (kinetické) energie prostřednictvím vzájemných srážek mezi kmitajícími částicemi tělesa. Vedení tepla můžeme pozorovat především u pevných látek. Vyskytuje se i v tekutinách, avšak zde dochází také k proudění a tyto dva způsoby šíření tepla nelze navzájem odlišit. Projevuje se až tehdy, pokud eliminujeme vliv proudění např. v úzkých kanálech. Hustotu tepelného toku  $q_0(r)$  můžeme definovat pomocí Fourierova zákona (8)

$$q_0(r) = \text{div} q = \text{div} (-\lambda \text{grad} T) = -\lambda \Delta T. \quad (12)$$

### 3.2.3 Záření

Záření (sálání, radiace) je způsob přenosu tepla, který je dán emisí a absorpcí elektromagnetického záření mezi povrchy těles. Z toho vyplývá, že na rozdíl od kondukce a konvekce probíhá též ve vakuu. U zahřátého tělesa dochází ke vzniku elektromagnetického záření přeměnou části jeho vnitřní energie. Těleso, které je schopno spojitě vyzařovat a pohlcovat elektromagnetické záření v celé šíři spektra vlnových délek, se nazývá dokonale černé těleso. Pomocí Kirchhoffova vyzařovacího zákona lze přenos tepla zářením ve vakuu vyjádřit

$$q_e(r) = \text{div} H_e = \text{div}(-a \text{grad} w) = -a \Delta w, \quad (13)$$

kde  $q_e(r)$  je měrný příkon tepelného zdroje ( $\text{W.m}^{-3}$ ),  $H_e(r)$  je radiační excitance ( $\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),  $w$  je hustota vyzařované energie ( $\text{J.m}^{-3}$ ) a  $a$  je teplotní vodivost ve vakuu ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ). Pomocí Stefan-Boltzmannova zákona definujeme plošnou hustotu toku vyzařené energie  $H_e$  s jednotkou ( $\text{W.m}^{-2}$ )

$$H_e = \sigma T^4, \quad (14)$$

kde  $\sigma = \pi^2 k_B^4 / 60 c^2 \hbar^3 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$  je Stefan-Boltzmannova konstanta,  $k_B$  je Boltzmannova konstanta,  $\hbar$  je modifikovaná Planckova konstanta a  $c$  je rychlost světla.

### 3.2.4 Zobecnění

Změna tepelné kapacity  $C_p$  v závislosti na teplotě v reálném prostředí, které může mít fraktální charakter (např. kompozitní materiály, polymerní materiály), lze vyjádřit jako

$$C_p = c_p \rho = \frac{\lambda}{a} = -\frac{k_B^2}{\hbar c} \Delta T. \quad (15)$$

Z tohoto univerzálního vztahu lze potom odvodit pro šíření tepla další vztahy. Pokud je hustota vyzařovaného tepla  $w = c_p \rho T$  a  $(\lambda/c) \Delta T = D \Delta \rho$ , lze vztah pro přenos tepla prouděním (11) zapsat jako

$$q_m(r) = C_p \frac{\lambda \hbar}{k_B^2 c} = -D \Delta \rho, \quad (16)$$

pokud  $aw = \lambda T$ , lze vztah pro přenos tepla vedením (12) zapsat jako

$$q_0(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k_B^2} = -\lambda \Delta T \quad (17)$$

a pro  $w = CT = cp T = \lambda T / a$  (přičemž  $\lambda / a = \text{konst.}$ ), lze vztah pro přenos tepla zářením (13) zapsat jako

$$q_e(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k_B^2} = -a \Delta w. \quad (18)$$

Z těchto vztahů je zřejmé, že procesy přenosu tepla lze z fraktálního pohledu popsat pomocí obecné diferenciální rovnice, která vyjadřuje vztah mezi tokem energie a teplotou.

### 3.3 Měření teploty

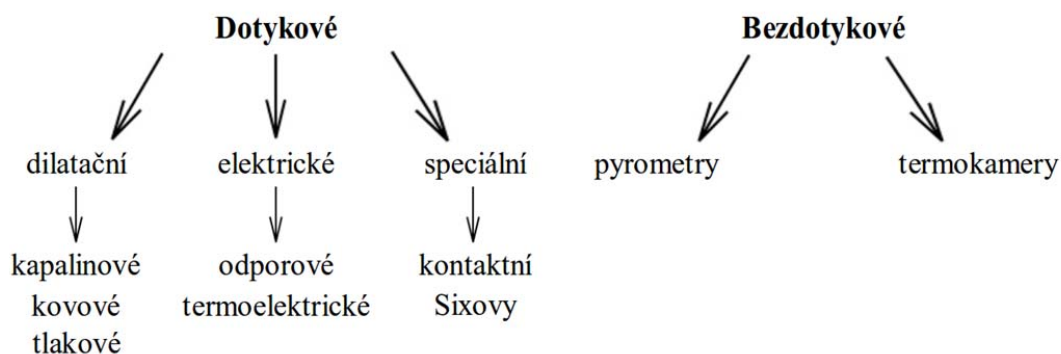
Teplota je jednou ze stavových veličin charakterizujících termodynamický stav jakékoli soustavy. Teplota tělesa souvisí podle Maxwellovy definice [6] se schopností tělesa předávat teplo. Teplotu tělesa lze definovat na pomoci kinetické energie pohybujících se částic (atomů, molekul) látky.

Pojem základní teplota chápeme jako termodynamickou teplotu  $T$  [7], [8], její jednotka Kelvin (K) je jednou ze sedmi základních jednotek soustavy SI. Kelvin byl definován dvěma body, absolutní nulovou teplotou, které odpovídá hodnota 0 K, a teplotou trojného bodu vody 273,16 K. Od této teploty je odvozena Celsiova teplotní stupnice, pro kterou platí

$$T_C = T - T_0, \quad (19)$$

kde  $T_C$  je teplota Celsiova, kterou lze vyjádřit ve stupních Celsia,  $T$  je teplota v Kelvinech a  $T_0 = 273,16$  K. Teplotní diference je u obou teplotních stupnic stejná ( $\Delta T_K = \Delta T_C$ ).

K měření teploty se používají zařízení nazývaná teplotní čidla (teploměry). Teplotních čidel existuje několik druhů, jejich funkce je závislá na materiálu, z něhož jsou vyrobená. Základní rozdělení teploměrů se řídí podle toho, zda jsou přímo ve styku s měřeným materiálem či nikoliv. Potom je možné teploměry rozlišit na dotykové a bezdotykové. Dále lze teploměry rozdělit do dalších několika skupin podle toho, jaká veličina reaguje na změnu teploty měřené látky. Přehled základních skupin teploměrů je uveden na obr. 3.1.



Obr. 3.1 Přehled základních skupin teploměrů

Každé teplotní čidlo musí splňovat několik kritérií:

- Závislost fyzikální veličiny na teplotě musí být časově stálá a reprodukovatelná.
- Hodnota fyzikální veličiny závislé na teplotě musí v daném rozsahu teplot ležet v povolené toleranci.
- Konstrukci musí být zajištěno, že vlivem okolního prostředí či mechanickým namáháním nedojde k ovlivnění vlastnosti, jejíž změna se využívá pro měření teploty.

### 3.3.1 Dotykové teploměry

Dotykové teploměry [9], [10] jsou měřicí čidla, která pracují v přímém kontaktu s měřeným objektem. Při experimentální analýze tepelných procesů je měření teplot dotykovými teplotními čidly (termočlánky, odporové teploměry) nezbytným základem, tvoří proto běžnou součást měřících aparatur v mnoha vědních odvětvích. Proto se dále zaměříme zejména na elektrické teploměry.

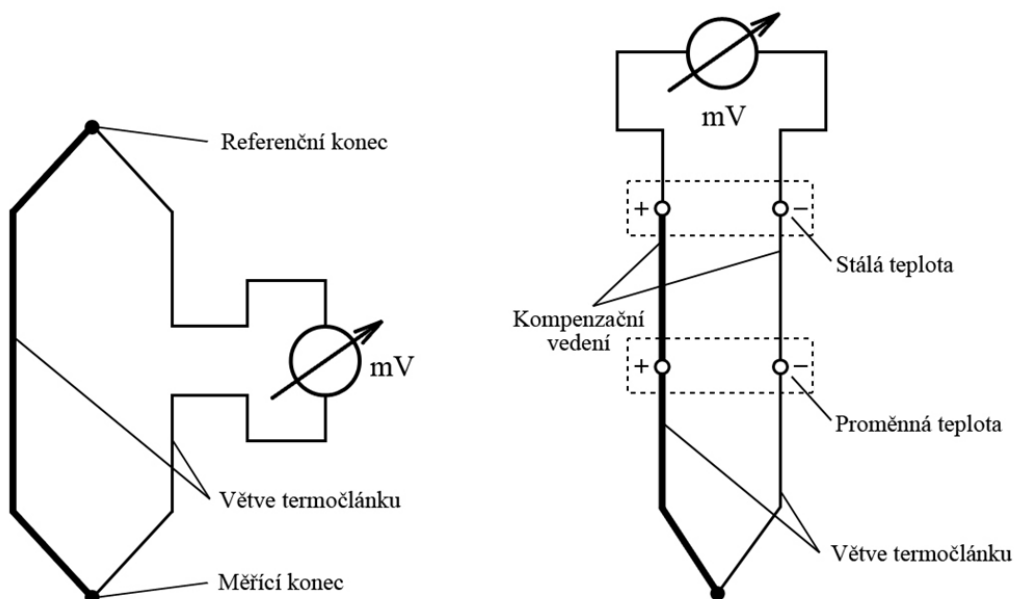
Elektrické teploměry jsou všeobecně velmi často využívány, své popularity dosáhly především díky praktickému elektrickému výstupu, který značně zjednodušuje přenos naměřených dat přímo do počítače. Výhodou těchto teploměrů je obecně vysoká přesnost měření a malé rozměry čidla.

Jedním z typů elektrických teploměrů jsou odporové teploměry (termistory – polovodiče a RTD – kovy) [8, 9]. Jedná se o pasivní prvky elektrického obvodu, které jsou napájeny, měří se u nich změna odporu v závislosti na teplotě. Pro výrobu odporových teploměrů jsou většinou vybírány kovy, jejichž závislost odporu na změně teploty je zhruba kvadratická.

Dalším typem elektrických teploměrů jsou teploměry termoelektrické (termočlánky) [6]-[10]. Termoelektrický teploměr (viz obr. 3.2) je tvořen dvěma vodiči z různých kovových materiálů, které jsou na obou koncích navzájem vodivě spojeny. Jeden z těchto spojů je nazýván měřicí konec, druhý spoj je znám pod názvem referenční (srovnávací) konec. Referenční konec je umístěn v místě o definované konstantní teplotě, měřicí konec se nachází v místě měření. Pokud se změní teplota měřicího konce termočlánku na teplotu  $T_M$ , přičemž druhý konec má teplotu  $T_R$ , vzniká mezi oběma konci potenciálový rozdíl. Jde o tzv. Seebeckův efekt, který vyjadřuje míru rozdílů obou teplot. Na výstupu termoelektrického článku tak vzniká elektromotorické napětí  $\varepsilon$ , které je funkcí teplotního rozdílu mezi měřicím a srovnávacím koncem

$$\varepsilon = \alpha_{AB}(T_M - T_R). \quad (20)$$





Obr. 3.2 Termoelektrický teploměr: princip termočlánku (vlevo), zapojení (vpravo)

Pro výrobu termoelektrického článku může být použit takový materiál, který je dostatečně rezistentní vůči mechanickým a chemickým vlivům prostředí, stálý zvláště za vyšších teplot, aby se závislost elektromotorického napětí na výstupu termočlánku na teplotě co možná nejvíce blížila lineárnímu průběhu. Velmi důležitá je také hodnota termoelektrického napětí. Čím je hodnota termoelektrického napětí nižší, tím se snižuje přesnost měření a je zapotřebí použít citlivější měřicí přístroje, které jsou ale náchylnější k poškození. Velkou výhodou termoelektrických teploměrů je cenová dostupnost a rychlá časová odezva, takže lze termočlánek použít i při rychlých změnách teplot. Výběr vhodného teplotního čidla tedy závisí na mnoha okolnostech, výhody a nevýhody odporových a termoelektrických teploměrů shrnuje tab. 3.1.

Tab. 3.1 Srovnání elektrických teploměrů

	Výhody	Nevýhody
Termoelektrický teploměr	široce využitelný	nelineární
	velký teplotní rozsah	nízká úroveň signálů
	jednoduše ovladatelný	potřeba referenčního signálu
	odolný	nízká citlivost
	nízká cena	nízká stabilita
	aktivní senzor	
Odporový teploměr	lineární	nutnost referenčního zdroje
	vysoká úroveň signálu	malá změna odporu
	vysoce citlivý	nízký odpor
	vysoce stabilní	zahřívání proudem
		vysoká cena

### 3.3.2 Bezdotykové teploměry

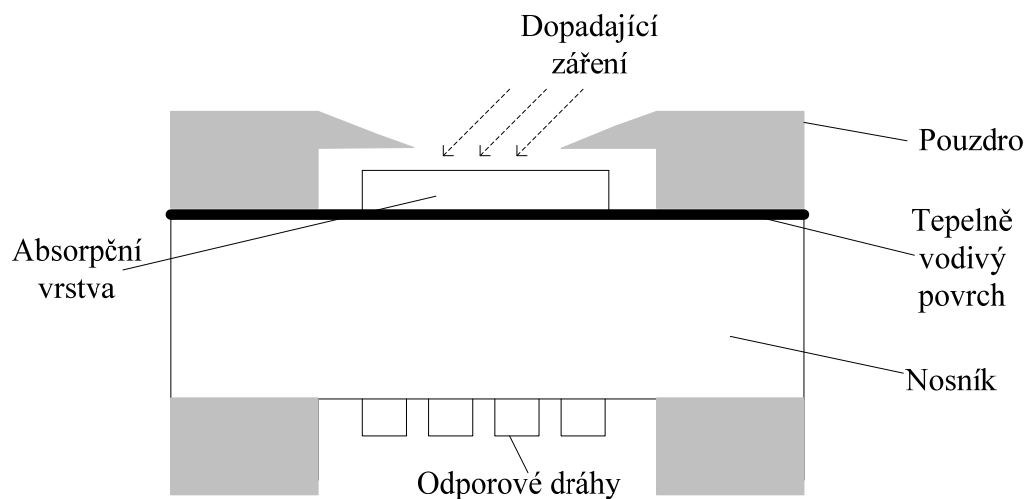
Princip bezdotykového měření teploty vyplývá ze skutečnosti, že všechny formy hmoty vyzařují při teplotě vyšší než absolutní nula tepelné záření. Toto tepelné záření vzniká díky Brownovu pohybu částic látky, jehož intenzita je určena právě teplotou. Toto záření jsou schopny zachytávat a vyhodnocovat zařízení nazývaná bezdotykové teploměry [10]-[12]. Aby bylo možné hodnotit schopnost vyzařování různých materiálů, byla definována veličina emisivita. Emisivita udává poměr celkového zářivého toku vyzářeného daným tělesem vztažená k zářivému toku, který by byl vyzářen černým tělesem.

Bezdotykové měření teploty má řadu výhod. Lze takto měřit povrchovou teplotu různých předmětů, elektrických zařízení pod napětím nebo vzdálené či nepřístupné povrchy. Měření je velmi rychlé a při správném nastavení emisivity povrchu snímaného tělesa také velmi přesné. Další výhodou je umožnění změření teploty pohybujících se objektů a také objektů s velmi vysokou teplotou, při které již není možné použít dotykové teploměry. Při použití bezdotykového měření teploty je vyloučeno ovlivnění, mechanické poškození či kontaminace měřeného objektu. Mezi nevýhody bezdotykového měření teploty patří nižší cenová dostupnost zařízení. Dále je třeba chránit optiku před prachem a kapalinami. Je možné měřit pouze povrchovou teplotu objektu, přičemž měřený objekt musí být viditelný.

Jedním ze základních způsobů bezkontaktního měření teploty je měření pomocí termokamery [12]. Termokamera snímá teplotu tělesa díky IČ senzorům – bolometrům. Bolometry jsou senzory, které měří celkový vyzářený tepelný výkon prostřednictvím IČ záření. Toto záření dopadá na optickou soustavu a je detektorem převedeno na elektrický signál a dále zpracováno elektrickými obvody.

V dnešní době se bolometry vyrábějí ve formě integrovaných obvodů, které jsou složeny z mnoha mikrobolometrů. Výhodou těchto senzorů je, že jsou rychlé, citlivé, měří ve velkém pracovním teplotním rozsahu (–40 až 100) °C a nemají žádný vliv na měřený předmět. Naopak nevýhodou je vysoká pořizovací cena a také u některých typů nutnost chlazení. Bolometry lze využít nejen k bezdotykovému měření teploty, ale např. také k monitorování teplotního zatížení různých součástí, měření teploty pohyblivých předmětů, monitorování teploty procesů nebo v zabezpečovací technice. Princip činnosti bolometru je znám již od konce devatenáctého století.

Základem je odpor bolometru, který je stejně jako u odporových senzorů, závislý na teplotě. Rozdíl je však v tom, že u bolometru se teplota mění v závislosti na množství absorbovaného IČ záření, které na něj dopadá.



*Obr. 3.3 Schéma bolometru*

IČ záření dopadá na absorpční vrstvu, kterou nejčastěji tvoří zlatá fólie, protože dokáže absorbovat až 95 % záření. Toto zařízení způsobí zahřívání povrchu, který je tvořen tepelně vodivým materiálem. Teplo se šíří nosníkem až na jeho spodní stranu, kde jsou umístěny odporové dráhy. Odpor lineárně vzrůstá se stoupající teplotou.

#### 4. METODY MĚŘENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ

Základem všech metod měření termofyzikálních veličin [13], [14] je znalost rozložení teploty ve vzorku. Toto rozložení lze na základě daných podmínek předem určit u izotropních látek řešením diferenciální rovnice

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_0, \quad (21)$$

kde  $c$  je měrná tepelná kapacita,  $\rho$  je hustota a  $q_0$  značí výkon tepelného zdroje v objemové jednotce látky. Z toho je zřejmé, že řešení této rovnice závisí na tepelném zdroji, na jeho tvaru a účinku. Vydělíme-li rovnici součinem  $c\rho$ , bude upravená rovnice obsahovat teplotní vodivost. Řešení této tepelné rovnice je *teplotní funkce*

$$T(x, y, z, t) = f_{c, a, \rho, \dots}(x, y, z, t), \quad (22)$$

ve které vystupují parametry měrná tepelná kapacita  $c$ , hustota  $\rho$  a teplotní vodivost  $a$  [13]. Body v prostoru se stejnou teplotou ve zvoleném časovém okamžiku  $t_0$  tvoří izotermickou plochu, pro kterou platí, že  $T(x, y, z, t_0) = \text{konst.}$

Základem všech metod měření termofyzikálních parametrů je znalost rozložení teploty ve vzorku [14]. Toto rozložení lze ze zadaných podmínek předem stanovit řešením diferenciální rovnice (20). Tvar výsledného řešení závisí především na působení a tvaru tepelného zdroje, proto je zřejmé, že všechny měřicí metody lze rozdělit podle toho, jakým způsobem se ve vzorku vytváří teplotní gradient, přičemž základním rozdělovacím činitelem je tvar a působení použitého tepelného zdroje. Metody měření můžeme rozdělit do dvou základních kategorií, jejichž přehled je uveden na obr. 4.1:

- *bezzdrojové metody,*
- *zdrojové metody.*

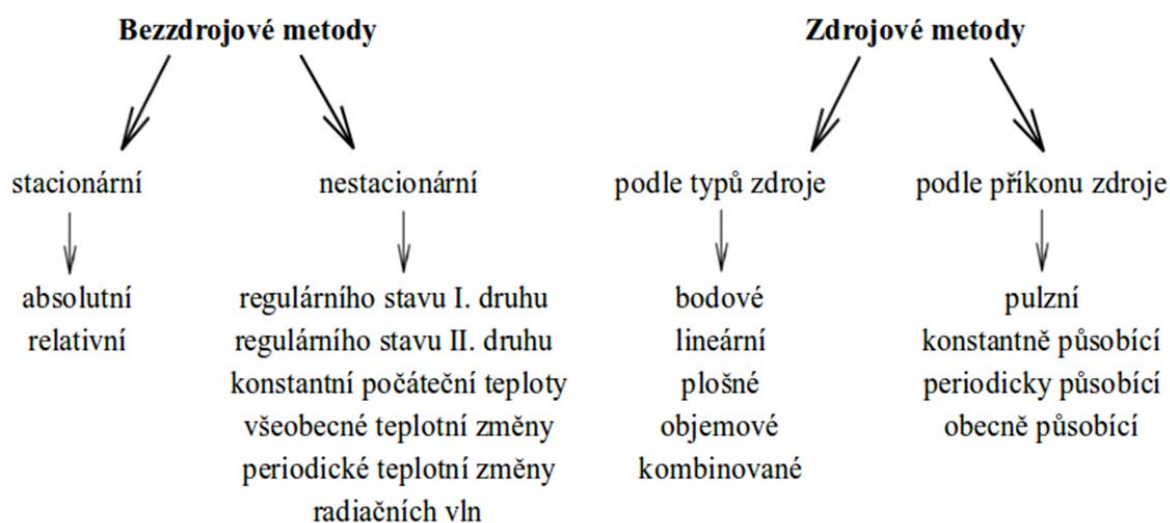
Pro bezzdrojové metody platí, že v diferenciální rovnici (20) je  $q_0 = 0$ . Teplota vzorku se mění v závislosti na teplotě prostředí či látky, s níž je vzorek v těsném kontaktu. Bezzdrojové metody můžeme dále rozdělit na stacionární a nestacionární v závislosti na derivaci teploty podle času. Pokud je tato derivace rovna nule, jedná se o metodu stacionární. V případě, že je tato derivace nenulová, jde o metodu nestacionární (dynamická). Pokud měření probíhá stacionární metodou, je třeba vyčkat do vytvoření ustáleného stavu, v případě nestacionární metody měření teploty probíhá v přechodovém stavu, tímto způsobem lze stanovit teplotní vodivost na rozdíl od tepelné vodivosti, kterou je možné stanovit oběma metodami.

Pro zdrojové metody platí, že  $q_0 \neq 0$ . Tyto metody jsou charakterizovány působením vnějšího tepelného zdroje s nenulovým výkonem na měřený vzorek. Zdrojové metody měření dělíme podle tvaru působícího zdroje, tvaru měřeného vzorku a časového průběhu tepelného příkonu zdroje. Tyto faktory lze libovolně kombinovat. Vzniká tak systém různých variací, pro které platí různé vztahy, což přispívá ke zkomplikování výběru vhodné měřicí metody. Existuje celá řada aspektů, podle nichž je třeba postupovat při výběru vhodné měřicí metody:

- tvar vzorku – je třeba zvážit, zda lze připravit vzorky definovatelného tvaru,
- přesnost měření – pokud není kladen velký důraz na přesnost měření, není třeba používat zdoluhavé laboratorní metody,

- rychlost měření – některé metody (např. stacionární) jsou velmi zdoluhavé, hodí se proto pro měření menšího počtu vzorků,
- okolnosti – speciální podmínky např. měření při extrémních teplotách, tlaku, při působení magnetického pole, při mechanickém působení, atd.

Pro výběr správné měřicí metody pro konkrétní materiál je vhodné zvážit několik aspektů. Jedním z těch důležitých je tvar vzorku. Je třeba vzít v úvahu, zda je možné připravit takový tvar vzorku, který lze měřit vybraným způsobem. Dále je nutné stanovit si přesnost měření. Pokud je kladen velký důraz na přesnost měření, jsou k dispozici přesné laboratorní metody, které jsou ovšem zpravidla časově náročné. Pokud je vybrána metoda přesná, je třeba si uvědomit časovou náročnost a tomu přizpůsobit počet vzorků. Dále je třeba prověřit vzorek, jakým extrémním podmínkám lze jeho materiál vystavit (teplota, tlak, apod.).



Obr. 4.1 Přehled metod měření termofyzikálních parametrů látek [14]

#### 4.1 Bezzdrojové stacionární metody

Stacionární metody jsou používány již dlouho a jsou velmi jednoduché, lze je proto zařadit mezi metody *klasické*. Potřebné veličiny jsou měřeny v okamžiku, kdy dojde k jejich ustálení. Naměřené hodnoty teplot a tepelného příkonu jsou tedy velmi přesné. Jinak je tomu u parazitních tepelných toků, které způsobují při měření systematické chyby a které nelze tak přesně definovat.

Pro eliminování vlivu těchto tepelných parazitních toků je třeba sestavit složitější aparatury, které se dají použít prakticky jen v laboratořích.

#### 4.2 Tranzientní metody

Dalším způsobem měření termofyzikálních veličin jsou tranzientní metody [13], [15]. V dnešní době se používá celá řada tranzientních metod měření, které se liší typem zdroje tepla, typem pulzu, atd., jak je uvedeno v tab. 4.1. Základní princip je však u všech tranzientních metod stejný.

Měření pomocí tranzientní metody je založeno na vytvoření malého množství tepla přivedením elektrického pulzu na zdroj tepla. Tento zdroj tepla je umístěn mezi dvěma částmi vzorku. Od tepelného zdroje se vygenerovaný tepelný pulz dále šíří vzorkem. Odezva vzorku na

tento pulz je měřena teplotním čidlem, které je umístěno v definované vzdálenosti od zdroje tepla. Výhodou tranzientních metod je, že na výsledky měření nemá žádný vliv povrch materiálu vzorku, protože tepelný pulz je generován uvnitř vzorku.

Tab. 4.1 Přehled tranzientních metod

Název metody	Tepelný zdroj	Tepelný pulz	Teplotní čidlo	Měřená veličina
Pulse transient	plošný	$\delta$ -pulz	mimo zdroj tepla	$\lambda, a, c$
Step wise	plošný	jednotkový skok	mimo zdroj tepla	$\lambda, a, c$
Ramp wise	plošný	lineární růst	mimo zdroj tepla	$\lambda, a, c$
Hot disc	disk	jednotkový skok	spojeno se zdrojem tepla	$\lambda, a, c$
Hot wire	lineární	jednotkový skok	spojeno se zdrojem tepla	$\lambda$
Hot plate	plošný	jednotkový skok	spojeno se zdrojem tepla	$\lambda, a$
Gustafsson probe	soustředné kruhy	jednotkový skok	spojeno se zdrojem tepla	$\lambda, a, c$

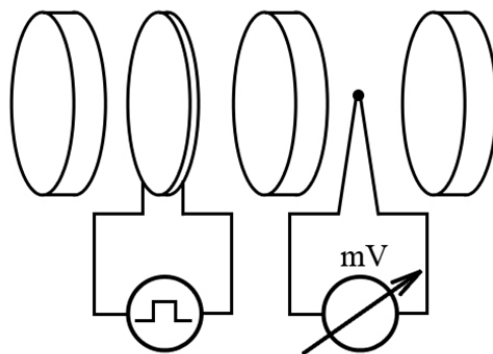
#### 4.2.1 Pulzní tranzientní metoda

Pulzní tranzientní metoda měření termofyzikálních vlastností materiálů [16], [17] vychází z dynamického teplotního pole vzorku. Toto dynamické teplotní pole má charakteristické parametry čas a hodnotu maxima teplotní reakce na teplotní pulz. Z těchto vlastností dynamického teplotního pole lze určit měrnou tepelnou kapacitu, tepelnou vodivost a difuzivitu. Pulzní tranzientní metoda je použitelná pro rozsah teplot 80–800 K a při zvláštních podmínkách až do 1 300 K.

Vzorek se skládá ze tří částí (viz obr. 4.2). Mezi první a druhou částí vzorku se nachází plošný zdroj tepla, který je obvykle vyroben z materiálů se značným elektrickým odporem. Přechodem proudového pulzu se ve zdroji tepla uvolní Joulovo teplo

$$Q = RI^2t_0, \quad (23)$$

kde  $R$  je elektrický odpor zdroje tepla,  $I$  je intenzita elektrického proudu a  $t_0$  je šířka pulzu. Mezi druhou a třetí částí vzorku je umístěn teplotní snímač, který zaznamenává teplotní reakci na tepelný pulz. Z této reakce můžeme poté vypočítat teplotní vodivost, měrnou tepelnou kapacitu a tepelnou vodivost.



Obr. 4.2 Princip měření pulzní metodou

Závislost teploty na čase můžeme vyjádřit funkcí

$$T(t) = \frac{Q}{c\rho\sqrt{\pi at}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right), \quad (24)$$

kde  $Q$  je dodané teplo,  $h$  je výška vzorku,  $a$  je teplotní vodivost,  $c$  je měrná tepelná kapacita a  $\rho$  je hustota [18]-[20].

Díky rušivým vlivům se teplotní pole vzorku deformuje, takže v praxi nemůžeme počítat s ideálním modelem měření. Tyto rušivé vlivy můžeme určit porovnáním ideálního modelu s reálným systémem. Odchytky reálného uspořádání od ideálního jsou následující:

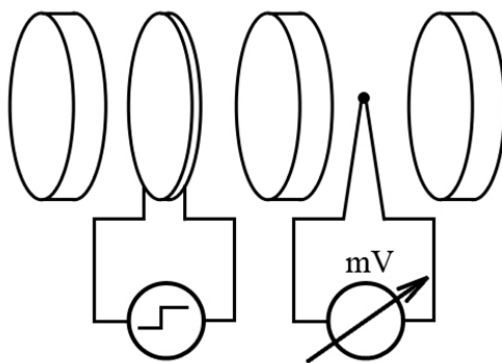
- odvod tepla z povrchu vzorku – ideální model předpokládá neohraničené těleso, reálný systém je však ohraničený a z jeho povrchu je teplo odváděno do okolí,
- reálný zdroj tepla – ideální model počítá s ideálním okamžitým zdrojem tepla, který je plošně neohraničený, má zanedbatelnou tloušťku a jeho termofyzikální vlastnosti jsou stejné jako u vzorku. Mezi tímto zdrojem tepla a vzorkem je ideální tepelný kontakt. Zdrojem tepelného pulzu, který je popsán Diracovou  $\delta$ -funkcí, je kovová fólie, ve které je průchodem proudu generováno Joulovo teplo, tento zdroj má konečnou tloušťku a jeho termofyzikální parametry jsou od vzorku odlišné. Ani proudový pulz nesplňuje přesně vlastnosti  $\delta$ -funkce. Na rozdíl od ideálního uspořádání nemá zdroj tepla se vzorkem ideální tepelný kontakt, při šíření tepla ze zdroje do vzorku se projevuje tepelný odpor,
- reálný vzorek – ideální systém uvažuje neohraničené kontinuální prostředí, avšak v reálném uspořádání existuje hned několik rozhraní (v místě uložení teplotního snímače, v místě uchycení vzorku – držák, apod.). Každé rozhraní se vyznačuje tepelným odporem proti šíření tepla. Teplotní pole je dále deformováno také elektrickými přívody teplotního snímače,
- teplota vzorku při měření není ustálená – projevuje se při reakci termočlánku na tepelný pulz, neustáleností teploty vzorku je deformován tvar teplotní reakce.

Tato metoda se používá při studiu stárnutí materiálů, jejich strukturních změn či fázových přechodů, měření mohou být prováděna za různých teplot. Chyba při měření touto metodou závisí především na vzdálenosti mezi zdrojem tepla a teplotním čidlem. Tato metoda je

použitelná pro různé materiály ať už homogenní, nehomogenní či porézní (např. sklo, keramika, slitiny, ohnivzdorné materiály, polymery, apod.).

#### 4.2.2 Skoková metoda

Skoková metoda [21], [22] je založena na vytváření stálého tepelného toku zdroje tepla, který je umístěn mezi dvěma částmi vzorku, jak je zobrazeno na obr. 4.3. Při průchodu elektrického proudu plošným topným tělesem vzniká teplo, které je detekováno teplotním čidlem. Teplotní čidlo je umístěno v předem definované vzdálenosti od zdroje tepla, měří časový průběh teplotního pole.



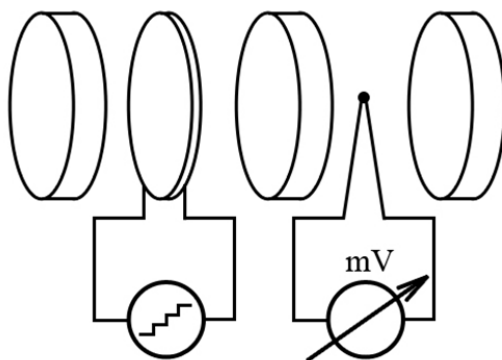
Obr. 4.3 Princip měření skokovou metodou

#### 4.2.3 Metoda rampy

Metoda rampy umožňuje taktéž prostřednictvím sledování průběhu odezvy vzorku na přivedené teplo do systému vzorku. Metoda rampy je založena na vytváření rostoucího tepelného toku ze zdroje tepla do vzorku. Tepelný zdroj je umístěn stejně jako u pulzní nebo skokové metody mezi dvěma částmi vzorku, jak je zobrazeno na obr. 4.4.

Při průchodu elektrického proudu plošným topným tělesem vzniká teplo, které je detekováno teplotním čidlem. Teplotní čidlo je umístěno v předem definované vzdálenosti od zdroje tepla, měří časový průběh teplotního pole. Dosažení rostoucího tepelného toku není experimentálně jednoduché a samotné vyhodnocení je taktéž složité. Proto je pro měření použita *modifikovaná metoda rampy*, jejíž rostoucí tepelný tok je reprezentován sérií skoků o předem definované délce a příkonu, přičemž neustále vzrůstá referenční teplota pro další tepelný pulz.





Obr. 4.4 Princip měření metodou rampy

Jedná se tedy o kombinaci běžné metody rampy a skokové metody měření termofyzikálních parametrů látek. Díky této metodě lze získat velmi cenné informace o termofyzikálních vlastnostech zkoumaného vzorku pro širší interval teplot. Na obr. 4.5 je zobrazen princip měření metodou modifikované rampy [23] ve srovnání s běžnou metodou rampy a skokovou metodou.



Obr. 4.5 Srovnání principu měření skokovou metodou, metodou rampy a modifikované rampy

## 5. FRAKTÁLNÍ TEORIE PŘENOSU TEPLA

Klasická geometrie se zabývá pouze geometrickými (euklidovskými) útvary. V reálném světě však pravidelných útvarů není zdaleka tolik jako těch nepravidelných. Pokud by měly být nepravidelné tvary popsány pomocí klasické geometrie, tedy útvarů pravidelných, dochází ke zkreslení. Proto vznikla geometrie fraktální, která se snaží popisovat útvary nepravidelné členité, strukturované. Termín fraktál [24], [25] byl poprvé použit v roce 1975 matematikem Benoitem Mandelbrotem. Název fraktál pochází z latinského *fractus*, což znamená rozbitý, rozlámaný.

Praktické využití fraktální teorie je však mnohem širší než pouze v geometrii. Fraktální teorie postihuje jakékoli fyzikální děje (fraktální gravitační pole, fraktální elektrické pole, fraktální teplotní pole, atd.). Pomocí fraktální teorie [26] je tak možné popsat trend změny zvolené fyzikální veličiny vlivem určitého procesu. V našem případě tak můžeme určit trend změny teploty v závislosti na šíření tepla prostředím. Tento trend změny vyjadřuje ve fraktální teorii *fraktální dimenze*  $D$  [27]. Zvolená veličina a četnost jejího výskytu resp. zaplněnost prostoru elementární buňkou, která má určitou zvolenou vlastnost, vyjadřuje *fraktální míru*  $K$ . Vlastnosti přírodních objektů, které mají fraktální charakter, tedy lze popsat pomocí fraktální míry a fraktální dimenze. Fraktální dimenze může v Euklidovském prostoru nabývat hodnot od minimální  $D = 0$  do maximální  $D = E$ , kde  $E$  je dimenze prostoru, ve kterém se fraktální objekt nachází ( $E = 3$ ).

### 5.1 Základní fraktální veličiny

V běžné praxi se pro charakterizaci rozměrů pravidelných útvarů používá euklidovská dimenze, která běžně nabývá hodnot 0, 1, 2 a 3. Ovšem pro charakterizaci fraktálních objektů nestačí. V praxi bylo zjištěno, že odměřená délka nepravidelného objektu závisí na délce měřidla, při zmenšování měřítka se délka stává nekonečnou, v prostoru tedy zabírá více prostoru než hladká křivka – Richardsonův efekt. Skutečná dimenze tohoto nepravidelného objektu je tedy větší než jeho euklidovská dimenze. Z toho lze vyvodit, že dimenze není celočíselná. Proto byl zaveden pojem Hausdorfova-Besicovitchova (fraktální) dimenze  $D$ , která určuje míru nepravidelnosti útvaru. Pokud je hodnota fraktální dimenze blízká hodnotě dimenze euklidovské, potom popisovaný objekt bude jen málo členitý. Naopak v případě, že bude hodnota fraktální dimenze výrazně vyšší než euklidovská, objekt bude považován za velmi členitý. Vztahu mezi fraktální a euklidovskou dimenzí lze využít i pro definici fraktálů. Tímto způsobem lze fraktál definovat jako množinu nebo geometrický útvar, jehož Hausdorfova-Besicovitchova dimenze je výrazně větší než euklidovská. Fraktální míru  $K$  lze definovat rovnicí

$$K = N(\varepsilon)\varepsilon^D = m r_0 (1/r)^D, \quad (25)$$

kde  $\varepsilon$  je velikost měřítka,  $N(\varepsilon)$  je počet objektů o velikosti  $\varepsilon$ , které zaplňují daný prostor, resp.  $m$  je počet opakování zmenšeného objektu v síti o velikosti  $r_0$  a  $1/r$  je změna měřítka. Fraktální dimenzi  $D$  struktury lze potom určit derivací rovnice 0 podle velikosti (resp. změny) měřítka

$$D = -\frac{d \ln N(\varepsilon)}{d \ln \varepsilon} \approx \frac{\ln(m)}{\ln(r)}. \quad (26)$$

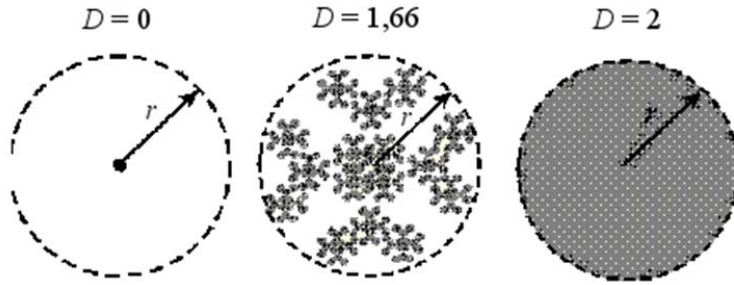
Pokrytí plochy fraktálním objektem může být tedy popsáno rovnicí

$$S(r) = \frac{N(r)}{r^2} = \frac{m r_0}{r^2} = K r^{D-2}. \quad (28)$$

Po zobecnění pro  $E$ -dimenzionální prostor lze získat

$$F(r) = \frac{N(r)}{r^E} = \frac{m r_0}{r^E} = K r^{D-E}, \quad (27)$$

kde  $E$  je topologická (euklidovská) dimenze prostoru. Hodnotu  $F(r)$  si nazveme zaplněnost (pokrytí) prostoru. Poslední rovnice vyjadřuje závislost zaplněnosti prostoru na jeho velikosti (určeném např. délkou hrany  $r$  v  $E$ -rozměrném prostoru) a na parametrech  $K$  a  $D$ . Fraktální dimenze se tedy obecně může měnit v intervalu  $D \in \langle 0, E \rangle$ .



Obr. 5.1 Pokrytí (zaplněnost) dvoudimenzionálního prostoru fraktální strukturou

## 5.2 Fraktální pole

Nyní sjednotíme popis vlastností pro přenos energie za předpokladu, že konstrukce přenášející energii je fraktální povahy. Hustota je definována jako

$$\rho(r) = c_N K r^{D-E}, \quad (28)$$

kde  $c_N$  je základní množství (jednotka hmotnosti, elementární náboj nebo Boltzmannova konstanta). Intenzita pole [28], [29] a potenciál radiálního fyzikálního pole lze vyjádřit jako závislost na velikosti elementární buňky  $r$

$$F_r = \frac{c_N c_V K}{D} r^{D-E+1}, \quad V_r = -\frac{c_N c_V K}{D(D-E+2)} r^{D-E+2}. \quad (29)$$

Následující vztahy jsou velmi důležité pro popis obecného fraktálního fyzikálního pole. V třidimenzionálním prostoru ( $E=3$ ) popisují tyto vztahy sférické pole s bodovým zdrojem fyzikální veličiny ( $D=0$ ), cylindrické pole s lineárním zdrojem ( $D=1$ ), rovinné pole s plošným zdrojem ( $D=2$ ) a konečně objemové pole s homogenně rozloženým zdrojem v celém prostoru ( $D=3$ ). Tok energie může být odvozen ze vztahů (28), (29) jako

$$i(r) = \rho(r) F_r = c_V c_N^2 \frac{K^2 r^{2D-2E+1}}{D}. \quad (30)$$

Hustotu energie tedy můžeme odvodit obdobně

$$w(r) = \rho(r) V_r = c_V c_N^2 \frac{K^2 r^{2(D-E+1)}}{D(E-D-2)}, \quad (31)$$

odkud  $w(r)/i(r) = r/(D-E+2)$ .

### 5.3 Aplikace na teplotní pole

V tomto případě vyjadřuje fyzikální veličina  $c_N$  Boltzmannovu konstantu ( $c_N = k_B$ ) a materiálová konstanta  $c_V$  je definována pomocí modifikované Planckovy konstanty, Boltzmannovy konstanty a rychlosti šíření tepla ( $c_V = \hbar c / k_B^2$ ). Příklady aplikací matematických vztahů na teplotní pole jsou uvedeny v tab. 5.1.

Tab. 5.1 Fyzikální veličiny používané pro teplotní pole

Tepelná kapacita ( $\text{J.K}^{-1}\text{m}^{-3}$ )	Tepelný tok ( $\text{K.m}^{-1}$ )	Teplota (K)
$C(r) = k_B n(r) = k_B K r^{D-E}$	$q_r(r) = \frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D-E+1}}{D}$	$T_r(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \cdot \frac{K r^{D-E+2}}{D(D-E+2)}$
Tok energie ( $\text{J.m}^{-4}$ )	Hustota energie ( $\text{J.m}^{-3}$ )	
$i(r) = C(r) q_r(r) = \hbar c \frac{K^2 r^{2(D-E)+1}}{D}$	$w(r) = C(r) T_r(r) = -\hbar c \frac{K^2 r^{2(D-E)+1}}{D(D-E+2)}$	

Máme tedy definovány základní veličiny teplotního pole [30] tepelnou kapacitu, tepelný tok, a teplotu. Pomocí těchto veličin je možné definovat dále také hustotu energie a tok energie. Tyto fraktální veličiny (s fraktální dimenzí  $D$ ) jsou obecně definovány v  $E$ -rozměrném prostoru. Jednotkou fraktální míry je  $[K] = \text{m}^{E-D-3}$ . Závislost hustoty a toku energie na teplotě může být vyjádřena pomocí vztahů z tab. 5.1

$$w(T_r) = K k_B T_r \left[ \frac{k_B T_r}{K \hbar c} D(E-D-2) \right] \frac{D-E}{D-E+2}, \quad (32)$$

$$i(T_r) = \frac{K^2 \hbar c}{D} \left[ \frac{k_B T_r}{K \hbar c} D(E-D-2) \right] \frac{2D-2E+1}{D-E+2}. \quad (33)$$

### 5.4 Modely transportu tepla

V souladu s fraktální teorií můžeme definovat hned několik modelů, jak lze charakterizovat transport tepla. Na začátku byly modely pouze ideální, které nepočítaly se ztrátami tepla do okolí. Poté byly doplněny o tepelné ztráty, čímž se staly reálnými. Tyto modely jsou blíže popsány v literatuře [19], [31], [32]. Na tomto místě se však budeme zabývat pouze fraktálními modely transportu tepla.

#### 5.4.1 Ideální fraktální model (Diracův impuls)

Závislost změny teploty na čase po Diracově impulsu dodanému zdrojem tepla můžeme vyjádřit [26]

$$\Delta T(t) = \frac{Q}{c_p \rho} (4\pi a t)^{-s} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right), \quad (34)$$

kde  $Q = P\Delta t$  vyjadřuje celkovou energii tepelného pulzu ( $P$  je výkon tepelného zdroje,  $\Delta t$  délka pulzu),  $c_p$  je měrná tepelná kapacita,  $a$  je teplotní vodivost,  $t$  je čas a  $s = (E - D)/2$  je parametr kvality tepelného zdroje. V případě, že jde o plošný zdroj tepla a tedy platí ( $E = 3$ ,  $D = 2$ ), můžeme psát

$$\Delta T(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{4\pi a t}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (35)$$

#### 5.4.2 Ideální fraktální model (jednotkový skok)

Tepelnou odezvu v tomto případě získáme integrací předchozí rovnice. Předpokladem je, že výkon tepelného zdroje je konstantní. Závislost změny teploty na čase můžeme pro plošný zdroj tepla vyjádřit

$$\Delta T(t) = \int_0^t \frac{P(4\pi a t')^{-s}}{c_p \rho} \exp\left(-\frac{h^2}{4at'}\right) dt'. \quad (36)$$

Použitím integrační metody per partes dostáváme

$$\Delta T(t) = \frac{P(4\pi a t)^{1-s}}{4\pi(1-s)\lambda} \left[ \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) - \left(\frac{h^2}{4at}\right)^{1-s} \Gamma\left(s, \frac{h^2}{4at}\right) \right], \quad (37)$$

kde  $\lambda = c_p \rho a$  je tepelná vodivost. Pro případ plošného tepelného zdroje, kdy platí ( $E = 3$ ,  $D = 2$ ), můžeme psát

$$\Delta T(t) = \frac{P}{2\lambda} \left[ \frac{\sqrt{4\pi a t}}{\pi} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) - h \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{h}{\sqrt{4at}}\right) \right], \quad (38)$$

$\operatorname{erfc}(x) = \Gamma(1/2, x^2)/\sqrt{\pi}$  je komplementární chybová funkce také nazývaná Gaussova chybová funkce a  $x = h/\sqrt{4at}$ .

#### 5.4.3 Ideální fraktální model (rampa)

Výkon tepelného zdroje lineárně roste  $dP = P_0 dt = \text{konst.}$  [23]. Závislost přírůstku teploty na čase můžeme při použití plošného tepelného zdroje při zanedbání chybové funkce popsat

$$\Delta T(t) = \int_0^t \frac{P_0(4\pi a t')^{1-s}}{4\pi(1-s)\lambda} \exp\left(-\frac{h^2}{4at'}\right) dt'. \quad (39)$$

Použitím integrační metody per partes dostáváme

$$\Delta T(t) = \frac{P_0 (4\pi a t)^{2-s}}{4\pi s(1-s)\lambda} \left[ \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) - \left(\frac{h^2}{4at}\right)^{2-s} \Gamma\left(s, \frac{h^2}{4at}\right) \right], \quad (40)$$

kde  $\lambda = c_p \rho$  a je tepelná vodivost. Pro případ plošného tepelného zdroje, kdy platí ( $E = 3, D = 2$ )

$$\Delta T(t) = \frac{P_0}{12a\lambda} \left[ \frac{(4\pi a t)^{3/2}}{\pi^2} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) - h^3 \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{h}{\sqrt{4at}}\right) \right]. \quad (41)$$

#### 5.4.4 Obecný fraktální model

Obecný fraktální model pro transport tepla byl odvozen z teorie fraktálních fyzikálních polí (viz tab. 5.1). Závislost změny teploty na vektoru  $r$  v teplotním poli lze vyjádřit pomocí rovnice

$$\Delta T(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D-E+2}}{D(D-E+2)}, \quad (42)$$

kde  $\hbar$  je modifikovaná Planckova konstanta,  $c$  je rychlost prostupu tepla,  $k_B$  je Boltzmannova konstanta a  $E, D, K$  jsou euklidovská dimenze, fraktální dimenze a fraktální míra.

Pokud pro kvalitu tepelného zdroje platí  $\alpha = (D-E+2)/2$ , vektor  $r$  zapíšeme  $r^2 = r_T^2 - c^2(t-t_0)^2$ , kde  $r_T$  je poloměr fraktálního prostoru,  $t_0$  vyjadřuje zpoždění odezvy a  $t_T = r_T / c$ , můžeme rovnici upravit na tvar

$$\Delta T(t) = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(2c^2 t_0)^\alpha}{2\alpha(2\alpha+E-2)} t^\alpha \left( 1 - \frac{t_0^2 - t_T^2}{2t_0 t} - \frac{t}{2t_0} \right)^\alpha. \quad (43)$$

Konečně pokud definujeme teplotní absorpční koeficient  $A$ , relaxační časovou konstantu  $t_R$  a difuzní časovou konstantu  $t_D$  jako

$$A = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(2c^2 t_0)^\alpha}{2\alpha(2\alpha+E-2)}, \quad t_R = \frac{2t_0}{\alpha}, \quad t_D = \frac{\alpha(t_0^2 - t_T^2)}{2t_0},$$

dostáváme rovnici

$$\Delta T(t) = A t^\alpha \exp\left[-\left(\frac{t_D}{t} + \frac{t}{t_R}\right)\right], \quad (44)$$

kde  $t_D = h^2 / 4a$ ,  $t_R = R^2 / 4a$ ,  $h = c\sqrt{t_0^2 - t_T^2}$  je tloušťka vzorku,  $R = 2ct_0 / \alpha$  je parametr vyjadřující tepelné ztráty a  $a = c^2 t_0 / 2\alpha$  je teplotní vodivost.

Ze zjednodušeného fraktálního modelu (za předpokladu zanedbání ztrát tepla  $t_R \gg t$ ) můžeme vyjádřit jednotlivé pulzní modely. Pokud dosadíme  $\alpha = -s$ , dostaneme pulzní model pro Diracův impuls (34). Pokud bude  $\alpha = 1 - s$ , dostaneme pulzní model pro jednotkový skok (36) a konečně dosadíme-li  $\alpha = 2 - s$ , máme pulzní model pro rampu (39). Platí tedy, že pro bodový zdroj tepla je hodnota parametru  $\alpha = -1/2$ , pro plošný zdroj tepla je hodnota  $\alpha = 1/2$  a pro objemový zdroj platí  $\alpha = 3/2$ . V případě, že se hodnota parametru  $\alpha$  liší od uvedených hodnot, vyjadřuje také kvalitu kontaktu mezi tepelným zdrojem a vzorkem, resp. jiný způsob ohřevu v oblasti mezi pulzním a rampou.

## 6. METODY STANOVENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ

Dříve byly pro stanovení používány metody stanovení termofyzikálních parametrů zkoumaných látek z maxima funkce nebo také diferenciální metoda hodnocení tranzientního měření. Tyto metody však byly překonány mnohem přesnější víceparametrickou lineární regresní metodou [33].

Tato metoda vyhodnocení umožňuje zatím nejpřesnější popis teplotní funkce. Vycházíme z teplotní odezvy, ze které získáváme po několika úpravách logaritmickou závislost

$$\ln \Delta T_r(t) = \ln A + \alpha \ln t - \frac{t_D}{t} - \frac{t}{t_R}. \quad (45)$$

Regresní rovnici tedy můžeme zapsat ve tvaru

$$y = a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 x_3, \quad (46)$$

kde  $y = \ln \Delta T_r(t)$ , parametr  $a_0 = \ln A$  charakterizuje tepelnou vodivost materiálu, parametr  $a_1 = \alpha$  vlastnosti tepelného zdroje, parametr  $a_2 = -t_D = -h^2/4a$  difúzní vlastnosti materiálu a parametr  $a_3 = -1/t_R = -4a/R^2$  ztráty tepla do okolí měřeného vzorku.

Výhoda této metody spočívá v tom, že není nutné provádět derivaci tranzientní odezvy, která způsobuje akumulaci chyb.



## 7. FOTOVOLTAICKÉ SYSTÉMY

V dnešní době technologický pokrok znamená vše, nicméně na jeho neustálý rozvoj je třeba stále víc energie. Proto je velmi důležité zajistit takový zdroj energie, který bude na rozdíl od těch dosavadních ekologický a obnovitelný. Protože spotřeba energie se všeobecně neustále zvětšuje, je stále naléhavěji hledána ekvivalentní náhrada za stávající energetické zdroje. Fotovoltaické panely [34]-[36] by takovou náhradou mohly být. Sluneční energie je obnovitelná i ekologická, velká pozornost je proto věnována solární energetice a fotovoltaickým systémům. Stávajícím problémem je stále účinnost fotovoltaických článků, proto jsou studovány nové materiály a nové možnosti.

### 7.1 Princip činnosti fotovoltaického článku

Základním principem činnosti fotovoltaického článku je fotoelektrický jev [37]-[39]. Jedná se o proces vzniku elektrického proudu v polovodičovém materiálu vyvolaný dopadajícím zářením, tedy proudem fotonů. Foton má při dopadu na fotovoltaický článek několik možností, může být odražen, může projít článkem a pokračovat dál nebo být absorbován, což způsobí uvolnění elektronu a tím vzniká elektrický proud.

Fotovoltaický článek je složen z polovodičů, přesněji jej tvoří dvě vrstvy polovodičového materiálu. Vrchní vrstva je dotována N – prvky (fosfor), vodivost této části článku je tedy způsobena pohybem elektronů. Spodní vrstvu tvoří polovodič typu P (křemík s příměsí boru), který má naopak nedostatek elektronů a vodivost této části je způsobena pohybem děr. Tyto dvě odlišné vrstvy mezi sebou tvoří PN přechod, který zabráňuje přímému přenosu elektronů z vrstvy N do vrstvy P díky potenciálové bariéře.

Dopadem fotonů dojde v oblasti PN přechodu k oddělení díry a elektronu. Díky potenciálové bariéře nemohou elektrony projít přes PN přechod do vrstvy s děrovou vodivostí a hromadí se v oblasti elektronové vodivosti. V oblasti s děrovou vodivostí se podobně hromadí díry. Jakmile dojde v oddělených oblastech k nahromadění dostatečného množství nosičů náboje, vytváří se elektrický potenciál (asi 0,6 V na článek). Připojíme-li článek do elektrického obvodu, začnou nahromaděné elektrony proudit z N – oblasti do P – oblasti, rekombinují s volnými dírami a na přírodních kontaktech vzniká napětí. Pokud připojíme ke kontaktům spotřebič, začne jím protékat elektrický proud, který je přímo úměrný počtu absorbovaných fotonů. Solární článek lze tedy považovat za velkoplošnou polovodičovou diodu.

### 7.2 Účinnost fotovoltaických článků

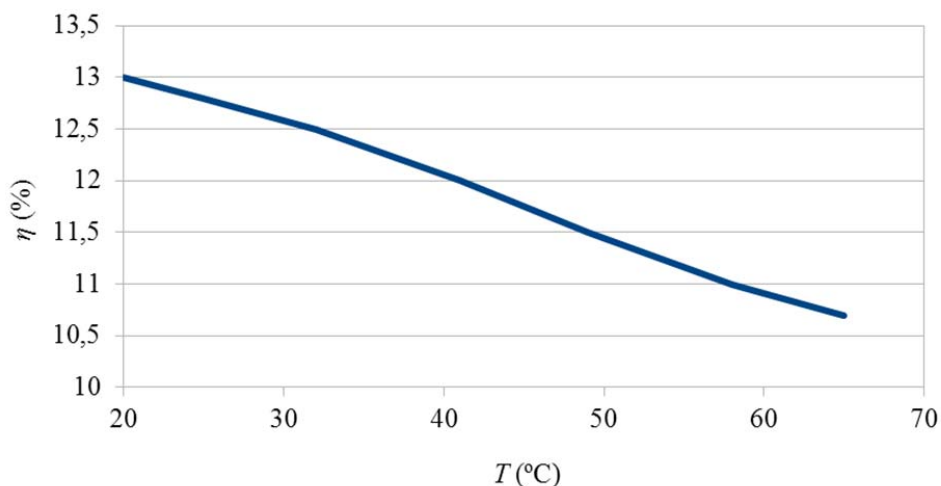
Účinnost fotovoltaických článků obecně není příliš vysoká. Je třeba ji ale hodnotit vzhledem k výrobním a provozním nákladům, které mají klesající trend. Avšak jak zvyšování účinnosti, tak i snižování nákladů má své hranice. Přehled účinností různých typů fotovoltaických článků je uveden v tab. 7.1.

Tab. 7.1 Účinnost fotovoltaických článků

Typ článku	Účinnost v laboratoři	Účinnost ve výrobě
monokrystalický křemík	24 %	(14 – 17) %
polykrystalický křemík	24 %	(13 – 17) %
CuInSe <sub>2</sub>	18 %	(12 – 15) %
amorfní křemík	13 %	(8 – 10) %

Jednotlivé solární články lze navzájem zapojovat buď sériově pro dosažení potřebného napětí, nebo paralelně pro získání většího proudu a tím také výkonu.

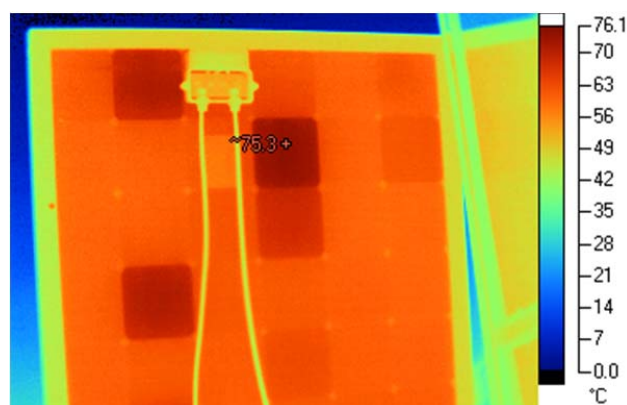
Nejčastěji se fotovoltaické články zapojují kombinací obou způsobů a vznikají tak fotovoltaické panely. Pro dosažení maximálního výkonu je důležité dosáhnout co nejvyšší účinnosti přeměny světla na elektrickou energii. Dnes se výkon článku o velikosti  $1\text{ cm}^2$  pohybuje kolem hodnoty 15 mW.



*Obr. 7.1 Závislost účinnosti fotovoltaického panelu na teplotě [40]*

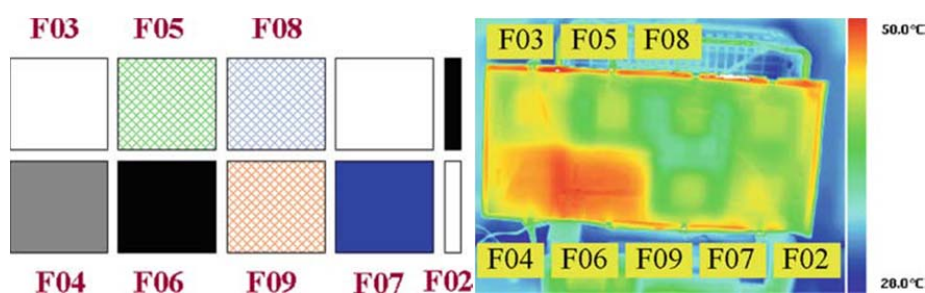
Účinnost fotovoltaického článku závisí na různých faktorech prostředí. Rozhodující vliv má intenzita osvětlení, úhel dopadu a vlnová délka dopadajícího záření a v neposlední řadě také teplota článku, jak je vidět na obr. 7.1. Se zvyšující se teplotou dochází uvnitř fotovoltaického článku k nárůstu počtu rekombinací, začínají se více projevovat defekty ve struktuře polovodičového materiálu a zmenšuje se šířka zakázaného pásu. Tyto efekty mají vliv na celkový pokles výkonu, který je zapříčiněn především klesajícím napětím.

Ohřev článku může být způsoben jednak vnějšími vlivy, ale také nerovnoměrným odběrem energie z jednotlivých článků. K tomu dochází tehdy, jsou-li v panelu zapojeny k sobě články s různými odpory. Na obr. 7.2 je znázorněn snímek fotovoltaického panelu, který se skládá z článků s různou hodnotou odporu, nasnímaný termokamerou. Teplota nejteplejšího článku dosahuje hodnoty 75,3 °C. Jedná se o článek s nejvyšší hodnotou odporu, který se průchodem proudu zahřívá, ostatní články se zahřívají průměrně na 56 °C.



Obr. 7.2 Fotovoltaický panel s články s různým odporem.

Na obr. 7.3 je termokamerou nasnímaný zahřátý fotovoltaický panel tvořený celkem osmi články. Při tomto experimentu byl každý článek překryt jinou laminační folií, které měly vliv na ohřev článku. Přehled laminačních folií je uveden v tab. 7.2.



Obr. 7.3 V levé části schematické znázornění fotovoltaického panelu složeného z deseti článků krytých různými foliemi, v pravé části zahřátý panel.

Z obr. 7.3 je patrné, že laminační folie mají vliv na ohřev solárních článků. Články překryté tmavou folií se zahřívají mnohem více než ty opatřené folií bílou. Nejnížší teploty dosahují články s transparentní folií. Nejvyšší teploty dosahuje článek pokrytý folií F06, jehož teplota má hodnotu 50 °C, naopak nejnižší teploty 38 °C dosahuje článek s lesklou transparentní folií F08.

Tab. 7.2 Přehled laminačních folií použitých pro vzorek na obr. 7.3.

Označení folie	Typ folie
F02	oboustranná bílá/černá
F03	bílá lesklá
F04	černá lesklá
F05	transparentní matná
F06	černá matná
F07	oboustranná modrá/bílá
F08	transparentní lesklá
F09	transparentní

Je zřejmé, že teplotu fotovoltaického panelu lze ovlivnit různými způsoby, proto je důležité zkoumat tepelné vlastnosti různých struktur umožňujících chlazení fotovoltaických článků. Jednou z teoretických možností je použití PCM materiálů, v praxi se ale tento způsob chlazení zatím nepoužívá.

### 7.3 Chlazení fotovoltaických článků

Chlazení obecně je proces sloužící pro snížení teploty látek v daném prostředí. Ve fotovoltaice je třeba snížit teplotu fotovoltaických článků zejména proto, aby se zvýšila jejich účinnost a tedy i výkon a samozřejmě také životnost. Nabízí se řada variant, jak chlazení [41][44] realizovat pasivním i aktivním systémem.

#### 7.3.1 Pasivní chlazení

Pasivní chlazení fotovoltaických panelů je proces, který je z hlediska spotřeby energie velmi výhodný, protože nepotřebuje žádnou další energii. Využívá pouze tepelných vlastností látek. Princip je velmi jednoduchý, odvod tepla funguje na principu jeho samovolného přenosu k teplosměnné ploše s vyšší teplotní diferencí oproti přímému přechodu mezi panelem a okolím. Vedle velmi dobrých tepelných vodičů jako mědi a hliníku se využívají i *tepelné trubice*.

Tepelná trubice je dutá hermeticky uzavřená trubice plněná pracovní látkou s určitým tlakem. Tato látka má několikanásobně lepší tepelnou vodivost než konstrukční materiál (Cu, Al, Fe). Kapalina se na straně tepelného zdroje ohřívá a odpařuje, pára cirkuluje v celé délce trubice, na chlazeném konci pára kondenzuje a uvolňuje energii. Kondenzát teče nebo vzlíná po porézní vnitřní straně trubice zpět ke zdroji tepla a celý proces se tak může neustále opakovat. Délka trubice obvykle dosahuje až několik desítek centimetrů. Tepelné trubice jsou velmi rozšířeny díky širokému rozsahu teplot, ve kterém mohou pracovat. Pracovní rozsah určuje zvolená pracovní látka a také plnicí tlak. Na stejném principu fungují i PCM materiály složené z nosiče a látky s definovaným fázovým přechodem. Předpokládáme, že látka s fázovým přechodem po dosažení teploty přechodu přijme teplo ze svého okolí a změní svoje skupenství, čímž dojde k ochlazení okolí PCM materiálu.

#### 7.3.2 Aktivní chlazení

Systém aktivního chlazení pracuje při dodání vnější energie, která slouží ke zprovoznění oběhového čerpadla, tepelného čerpadla nebo ventilátoru. Potřebujeme-li dosáhnout vysokého chladicího výkonu, jsou nejvhodnější tepelná čerpadla. Chladicí médium se za nižšího tlaku ve výparníku dodáním tepla odpařuje, páry chladicího média jsou poté stlačeny pomocí kompresoru. V kondenzátoru za vyššího tlaku kondenzují, následkem čehož se uvolňuje teplo. Regulace tlaku je realizována ve výparníkové části pomocí expanzního ventilu. Efektivitu tepelného čerpadla můžeme vyjádřit pomocí *topného faktoru*. Topný faktor vyjadřuje poměr mezi energií přecherpanou a spotřebovanou elektrickou energií. Tento poměr závisí především na rozdílu teplot mezi kondenzační a výparníkovou částí.

#### **Otevřený vzduchový okruh**

Otevřený vzduchový systém je jednoduchý příklad aktivního chlazení. Chlazení je v tomto případě realizováno přímým ofukováním fotovoltaického panelu. Ačkoli se jedná o skutečně jednoduchý systém, pro dosažení vyšší účinnosti je třeba zvětšit teplosměnné plochy. V praxi je

tento systém využíván tak, že ohřátý vzduch z okruhu se využívá k přitápění objektu tepelným čerpadlem zejména v přechodném a zimním období.

### ***Otevřený vodní okruh***

Chlazení fotovoltaických panelů může být realizováno také dalším způsobem, tentokrát pomocí tekoucí vody z dostatečně dimenzované vodní nádrže. Také tentokrát jde o aktivní způsob chlazení. Voda je k chlazení výhodným médiem díky velké tepelné kapacitě a samovolnému odpařování, které způsobuje ochlazování zbytku kapaliny. Ochladená voda se potom vrací zpět do nádrže. Výhodou vodního systému oproti ofukování vzduchem je větší chladicí výkon, nevýhodou představuje naopak potřeba velké vodní nádrže, dále také dokonalé izolace elektrických částí a také obsah minerálů ve vodě a jejich chemické působení na zařízení. Vodní chlazení může být realizováno také instalací fotovoltaických panelů na vodní hladinu. K chlazení je tak zapotřebí zapojit pouze oběhové čerpadlo a vhodný vodovodní rozvod bez zpětného okruhu.

### ***Uzavřený chladicí okruh – hybridní panely***

Otevřené chladicí systémy mají vždy nižší účinnost díky ztrátám do okolí, naopak uzavřené chladicí systém mají díky uzavřenému okruhu chladicího média mnohem větší chladicí potenciál, zároveň je možné odvedené teplo také lépe využít. Uzavřený chladicí okruh tvoří výparník a kondenzátor a uvnitř okruhu koluje teplotně médium. Nejčastěji se jako teplotně médium používá voda nebo vzduch.

Hybridní panely tvoří obvykle kombinace fotovoltaického panelu a fototermického panelu. Hybridní panel funguje tak, že fototermická část odebírá teplo fotovoltaické části. Tímto systémem se získává teplo, které je možné snadno využívat pro přehřev TUV nebo přitápění v přechodných měsících. Jako teplotně médium se nejčastěji používá voda s přídavkem nemrznoucí směsi, může jím být ale také vzduch. Takové systémy potom fungují nejefektivněji ve spojení s rekuperační ventilační jednotkou pro jednoduchý klimatizační systém.

Potenciálním novým způsobem chlazení fotovoltaických systémů jsou látky schopné pojmout určité množství tepla ze svého okolí a spotřebovat ho na přeměnu skupenství. Takovými jsou PCM materiály v různých formách [45][49].

## 8. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

V rámci experimentální části práce byly charakterizovány různé materiály, zejména PCM. K tomu bylo třeba optimalizovat experimentální aparaturu, metody získávání experimentálních dat a samozřejmě jejich vyhodnocení. Pro určení vlastností neznámého materiálu je třeba nejprve ověřit parametry materiálu o známých hodnotách pozorovaných vlastností. Nejvhodnější je zvolit všeobecně známý standard, kterým je v tomto případě zvolen PMMA, jehož termofyzikální parametry – měrná tepelná kapacita, teplotní vodivost a tepelná vodivost byly srovnány s tabelovanými. Poté bylo přistoupeno ke studiu vlastností dalších materiálů, to je ke stanovení jejich termofyzikálních parametrů a vyvození závěrů s ohledem na využití v praxi.

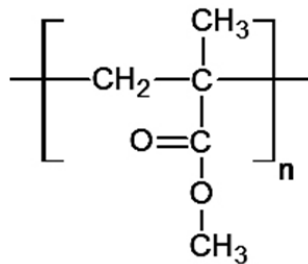
Práce se soustředila především na studium vlastností následujících materiálů: standard Polymetylmetakrylát (PMMA), tepelně izolační materiál Aerotherm® a materiál využívající k akumulaci fázovou přeměnu (PCM Micronal®). Poslední dva materiály by teoreticky mohly být využívány v praxi ke chlazení fotovoltaických systémů. Proto je třeba důkladně stanovit termofyzikální parametry právě těchto materiálů. K určení těchto tepelných parametrů lze velmi efektivně využít pulzní tranzientní nebo skokovou metodu.

### 8.1 Zkoumané materiály

Nejprve bylo třeba navržené metody měření ověřit na materiálu se známými termofyzikálními parametry. Zvolen byl objemový materiál PMMA. Popsané metody pak byly aplikovány na další materiály, jejichž termofyzikální parametry nebyly dosud stanoveny.

#### 8.1.1 PMMA

Polymetylmetakrylát (PMMA) známe z praxe jako plexisklo nebo akrylátové sklo. Používá se jako náhrada klasického skla díky své bezbarvosti a čirosti i v tlustých vrstvách. Díky tomu je dokonale průhledný a jednoduše se vybarvuje. Na rozdíl od většiny běžných termoplastů je navíc



Obr. 8.1 Strukturní vzorec PMMA

odolný klimatickým vlivům. Při teplotě (130–140) °C je PMMA kaučukovitý a snadno tvarovatelný a vykazuje rovněž vynikající tvarovou paměť. PMMA má dobré mechanické a elektroizolační vlastnosti, odolává vodě, zředěným alkáliím a kyselinám. Rozpouští se v aromatických a chlorovaných uhlovodících, esterech, ketonech, éterech. Dá se dobře mechanicky obrábět. V kyslíkové atmosféře je zápalná teplota PMMA asi 460 °C, při hoření se rozkládá bezzbytku na oxid uhličitý a vodu. Je stabilní v přírodě, snadno se však rozpouští řadou rozpouštědel. Běžně se připravuje polymerací esterů kyseliny metakrylové. Z používaných esterů má největší význam metylmetakrylát. Polymetylmetakrylát se prodává pod řadou názvů (Perspex, Umaplex, Plexiglas, Acron, Acrylon). PMMA najde praktické uplatnění zejména při zasklívání oken dopravních prostředků, při výrobě krytů přístrojů, kancelářských potřeb, hodinkových

sklíček apod. Významné jsou aplikace PMMA v zubní protetice (zubní protézy). PMMA se používá v mnoha případech jako náhražka skla. V porovnání se sklem má PMMA nižší výrobní náklady, snadno se tvaruje, má nižší hmotnost a je mnohem odolnější vůči nárazům. Naopak sklo je odolnější vůči působení chemických činidel a je tvrdší a tedy odolnější vůči poškrábání.

*Tab. 8.1 Tabelované hodnoty termofyzikálních parametrů PMMA*

$\rho \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$a \text{ (mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$c_p \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$	$\lambda \text{ (W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$
1 184	0,112	1450,0	0,193

PMMA byl díky svým známým hodnotám termofyzikálních parametrů použit jako standard při určování termofyzikálních parametrů dalších látek.

*Tab. 8.2 Parametry měřeného vzorku*

$D_{vz} \text{ (mm)}$	$\rho \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$h \text{ (mm)}$
30	1 184	1 – 60



*Obr. 8.2 Vzorek PMMA*

### 8.1.2 Aerotherm®

Dalším studovaným materiálem byl izolační materiál Aerotherm®. Tento materiál je tvořen aerogelem a funkčními komponenty speciálními 3M skleněnými kuličkami, což jsou tenkostěnné skleněné kuličky naplněné řidším vzduchem. Jejich hlavním úkolem je odrážet a izolovat teplo(nejedná se o PCM).

*Tab. 8.3 Parametry měřeného vzorku*

$D_{vz} \text{ (mm)}$	$\rho \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$h \text{ (mm)}$
30	574	16

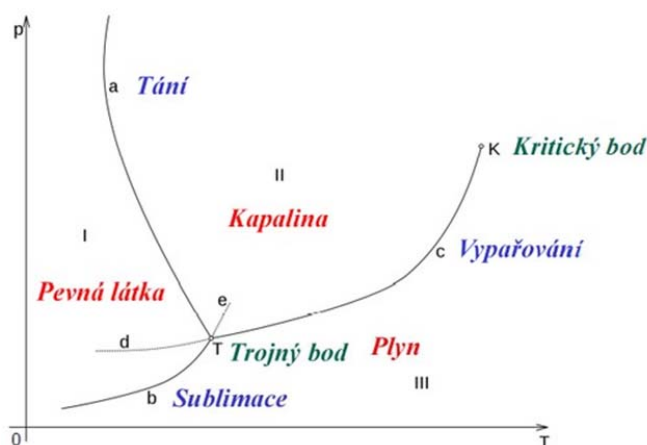


Obr. 8.3 Vzorek Aerothermu®

### 8.1.3 PCM Micronal®

Materiály s fázovou přeměnou (anglicky Phase Change Materials, zkráceně PCM) jsou materiály, u kterých při změně teploty dochází ke změnám fyzikálních vlastností. Tyto změny pozorujeme především při teplotě, kdy látka prochází fázovou přeměnou a mění tedy skupenství.

Obecně lze říci, že látky se mohou nacházet v pevném skupenství, ohraničeném zdola teplotou 0 K (absolutní nulou – zde dochází k zastavení pohybu atomů) a shora teplotou tání (která je zároveň teplotou tuhnutí), dále ve skupenství kapalném, ve kterém se látka nachází, pokud je její teplota v intervalu od teploty tání do teploty varu (která je zároveň teplotou kondenzace). Nad teplotou varu už se látka nachází pouze ve skupenství plynném. Mezi jednotlivými skupenstvími se nachází jejich skupenské (fázové) přeměny.



Obr. 8.4 Fázový diagram jednosložkové soustavy (K – kritický bod, T – trojný bod, I – pevné skupenství, II – kapalně skupenství, III – plynné skupenství).

Existují tři druhy přeměn fázový diagram (viz obr. 8.4)

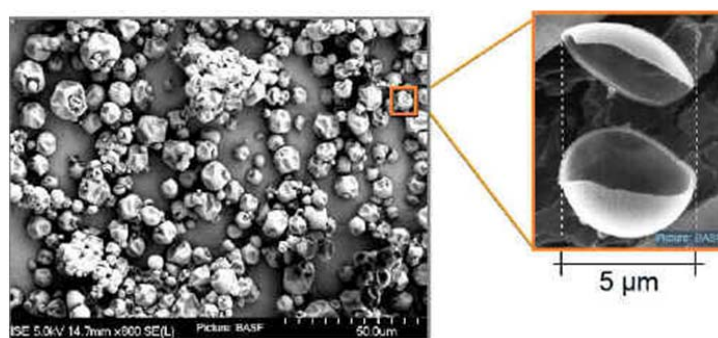
- tuhnutí (tání; křivka a) – mezi pevným skupenstvím a kapalným skupenstvím;
- vypařování (kondenzace; křivka b) – mezi kapalným skupenstvím a plynným skupenstvím;



- sublimace (desublimace; křivka c) – mezi pevným skupenstvím a plynným systémem.

Dodáme-li nebo odebereme-li z látky teplo, mění se její teplota. Nastane-li situace, kdy se ani odebráním ani dodáním tepla teplota látky nemění, potom je dodané resp. odevzdané teplo spotřebováno resp. vyprodukováno změnou skupenství. Ke změně skupenství je potřeba tzv. latentní teplo. Tím je myšleno teplo, které se nepoužije na změnu teploty látky, nýbrž na změnu skupenství. V praxi to vypadá tak, že např. látce v pevném skupenství dodáváme teplo, jímž se zvyšuje její teplota. Jakmile však látka dosáhne určité teploty (zde konkrétně teploty tání), zastaví se růst její teploty i přesto, že je jí stále dodáváno teplo. Jakmile dojde k ukončení skupenské přeměny, začne se látka znovu ohřívat. Materiály, které mění skupenství a tím uvolňují (nebo přijímají) značné latentní teplo, se označují zkratkou PCM. Existuje celá řada materiálů, které můžeme označit jako PCM materiály, nejvyužívanějšími zástupci jsou parafínový vosk, směs polyéterových polymerů, HDPE (vysokohustotní polyetylen), kyselina stearová, kyselina palmitová a její homology, dlouho řetězcové alkylové sloučeniny, hexahydrát chloridu vápenatého, směs hexahydrátů chloridu a bromidu vápenatého, dodekahydrát síranu hlinitoamonného a dekahydrát síranu sodného.

Tato práce se zabývá hodnocením termofyzikálních parametrů komerčního PCM materiálu Micronal®. Tento materiál sestává z parafínového vosku, který je zapouzdřen v mikrokapslích s rozměry v rozmezí 2 až 20 mikrometrů z pevného polymeru. Pouzdra se po naplnění směsí parafínového vosku s hexadekanem zatavují.



*Obr. 8.5 Mikrokapsle s parafínovým voskem*

Existují tři různé teploty fázové přeměny probíhající v Micronalu®, a to 21 °C, 23 °C a 26 °C. Hodnota měrného skupenského tání Micronalu® udávaná výrobcem je 110 kJ.kg<sup>-1</sup>. PCM Micronal® v této podobě lze potom využít v kapalně formě, tedy jako disperze mikrokapslí Micronalu® PCM ve vodě s obsahem cca 40 % mikrokapslí nebo ve formě práškové, tzn. s obsahem 100 % mikrokapslí. Obě formy Micronalu® se používají např. při zpracování interiérové omítky s tepelně akumulacími vlastnostmi, kdy se obsah Micronalu® PCM pohybuje mezi 10 až 40 %. Jiným příkladem použití je aplikace práškového Micronalu® PCM do sádkartonových desek nebo tvárnic z pórobetonu.



Obr. 8.6 Vzorek zhutnělé formy PCM Micronalu®

Tab. 8.4 Parametry měřeného vzorku

$D_{vz}$ (mm)	$\rho$ (kg·m <sup>-3</sup> )	$h$ (mm)
30	693	14

## 8.2 Experimentální aparatura

Měření termofyzikálních parametrů látek bylo prováděno tranzientními metodami. Pro ty bylo třeba sestavit aparaturu využívající následující měřicí přístroje.

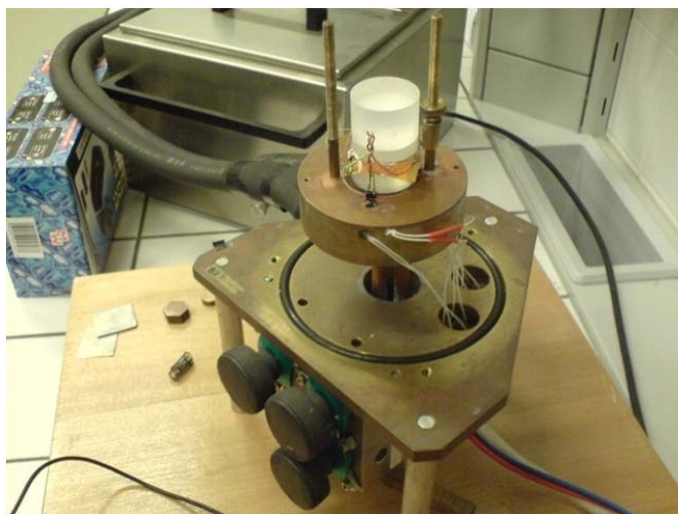
### 8.2.1 Měřicí přístroje

#### *Thermophysical Transient Tester – RT 1.02*

Tento laboratorní přístroj (viz obr. 8.7) byl vyvinut na Ústavu fyziky SAV v Bratislavě a je určen pro měření tepelných parametrů různých materiálů pomocí transientních metod. Přístroj je konstruován pro rozsah teplot (- 40 až 200) °C, přičemž se tento rozsah může měnit v závislosti na tlaku v komoře přístroje. Komora přístroje se skládá z vakuového krytu, izotermického krytu, který chrání vzorek před vlivem teplotního gradientu a zároveň umožňuje měření ve vakuu či v jiné atmosféře, dále je zde umístěn výměník tepla, který je spojen s termostatem a tím je umožněno regulovat teplotu vzorku. Vzorek je umístěn na výměníku a zafixován. Mezi systémem vzorku a fixačním systémem se nachází elektrický izolant (např.: teflon, keramika atd.). Pro měření teploty výměníku je zde platinový odpor (RTD senzor).

Komora testeru se skládá z následujících částí:

- vakuový kryt,
- izotermický kryt,
- výměník připojený přes kapalnou průchodku hadicemi,
- systém pro fixaci vzorku, svěrací patka pro fixaci referenčního konce termočlánku,
- elektrické průchodky pro připojení k měřicím sondám,
- miniaturní RTD senzor, typ Pt 100 CZR 1632 (fa HAYASHI DENKO) pro měření teploty výměníku,
- ventily pro připojení vakuové pumpy a přívod plynu.



*Obr. 8.7 Thermophysical Transient Tester – RT 1.02*

#### **Termostat HUBER CC1-208B**

Termostat je zařízení, které v komoře udržuje konstantní teplotu. Díky tomu umožňuje mnohem přesnější měření teplotních odezev studovaných materiálů. K měření teploty uvnitř studovaného vzorku je využíván diferenčně zapojený termočlánek, jehož měřicí konec je umístěn uvnitř vzorku a referenční v tepelném výměníku, kde je zapotřebí udržovat po celou dobu měření konstantní teplotu. Maximální změna teploty během měření by měla být okolo 1 °C, k měření takto malé teplotní difference je tedy nezbytné udržovat konstantní referenční teplotu pomocí termostatu. Tímto laboratorním přístrojem je také možné realizovat měření při různých teplotách (až do 473 K), což je zvláště u izolačních materiálů velmi žádoucí.

#### **Agilent 6622A – Power Supply**

Jedná se o stabilizovaný zdroj stejnosměrného napětí 20/50V. Díky rozhraní IEEE-488.2 umožňuje spojení s PC a může být jednoduchým programováním řízen. Tento zdroj napětí byl použit pro generování pulsů, které byly naprogramovány pomocí PC.

#### **Agilent 34420A – Nano Volt/Micro Ohmmetr**

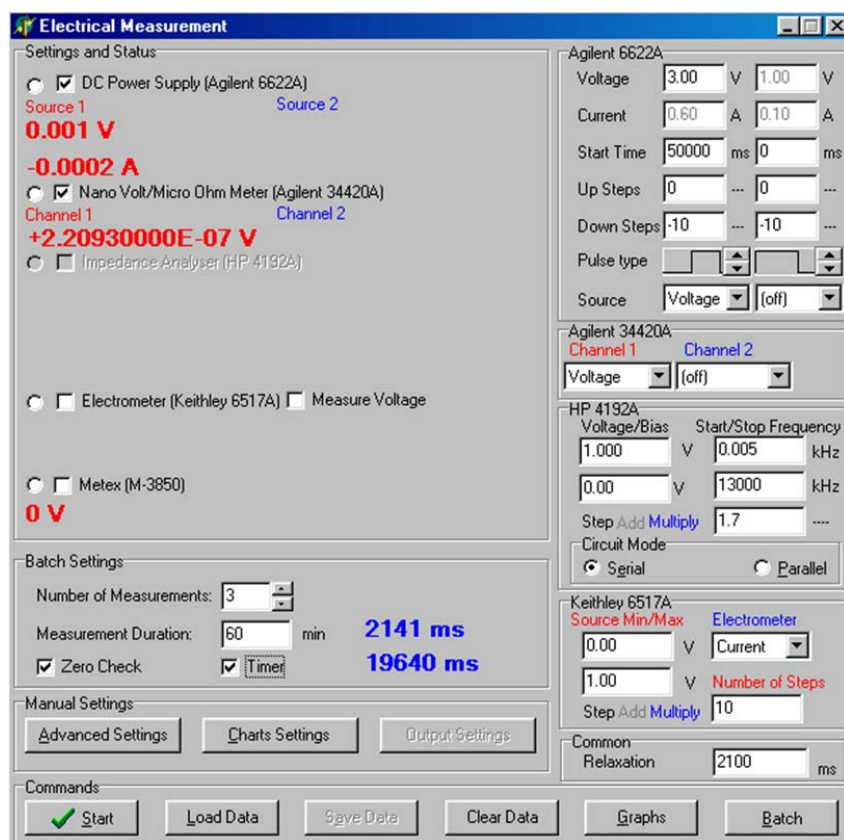
Tento přístroj je vysoce výkonný voltmetr a ohmmetr. Při experimentu byl zapojen pro monitorování napětí na termočlánek, které vzniká při teplotním rozdílu mezi tepelným výměníkem a vzorkem.

### Metex M – 3850

Metex je multimetr pro měření střídavého a stejnosměrného napětí, proudu, frekvence do 400 Hz, odporů, kapacit, testování diod, testování tranzistorů, teploty se sondou  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  až  $1\ 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Pomocí něj je měřen odpor platinového odporového teploměru (Pt100).

### Software

Pro zaznamenávání výstupních dat experimentů byl na FCH VUT vyvinut speciální program Electrical Measurement Analyser (obr. 8.8). Pomocí tohoto programu lze nastavit parametry zdroje napětí Agilent 6622A, vlastnosti vyslaného pulsu, tzn. jeho šířka, délka a intenzita. Po spuštění měření je zaznamenáván průběh termoelektrického napětí na termočláнку. Výstupní data ve formě souboru MS Excel je možné dále zpracovávat. V programu lze nastavit libovolný počet opakování experimentu s nastavitelnou dobou relaxace, což slouží ke zvýšení reprodukovatelnosti výsledků měření.



Obr. 8.8 Uživatelské rozhraní řídicího programu pro automatizované měření

### 8.2.2 Uspořádání systému vzorku

Uspořádání vzorku pro realizované experimenty je uveden na obr. 4. 2., obr. 4. 3., resp. obr. 4.4. Pro měření termofyzikálních parametrů pevných látek se používá systém tří částí vzorku. Mezi první a druhou částí se nachází plošný zdroj tepla připojený na zdroj napětí. Mezi druhou a třetí částí vzorku je umístěn měřící konec termočláunku, který zaznamenává nárůst či pokles teploty oproti referenčnímu konci, který je umístěn rovněž v měřící komoře na tepelném výměníku mimo systém vzorku tak, aby jeho teplota byla konstantní. Tato změna teploty se projeví změnou napětí

mezi oběma konci termočlánu. Na plošný zdroj tepla i termočlánek je vhodné nanést tenkou vrstvu teplovodivé pasty, která zajišťuje dokonalejší kontakt a přenos tepla mezi jednotlivými komponentami systému.

### ***Zdroj tepla***

Jako zdroj tepla byla použita 20  $\mu\text{m}$  silná niklová folie (obr. 8.9.). Aby bylo možné tento zdroj použít i ve vodivém prostředí, je pokryt vrstvou Kaptonu®. Zdroj tepla byl umístěn mezi první a druhou část vzorku a pro lepší kontakt byla na obě strany zdroje nanесena teplovodivá pasta.

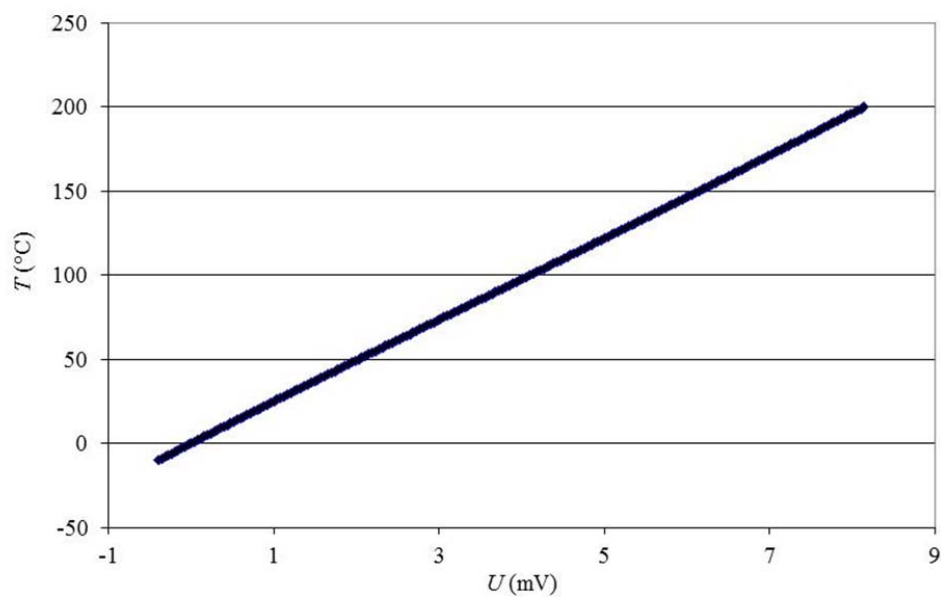
V ideálním případě je plošný zdroj tepla považován za homogenní a planární, v takovém případě je jeho dimenze  $D = 2$ . Problém nastává u reálného zdroje tepla, u kterého nevzniká teplo rovnoměrně po celé jeho ploše, potom jej lze charakterizovat jako zdroj fraktální. Podle toho, jak se z takového zdroje šíří teplo do okolí, může jeho dimenze nabývat hodnotu  $D < 2$ , to potom znamená, že teplo se z něj nešíří celou plochou. Pokud pro dimenzi zdroje tepla platí  $D > 2$ , vypovídá to o kvalitě povrchu zdroje, zdroj má tedy větší plochu než by měl ideálně mít. Teplo se v tom případě šíří z nerovností na povrchu zdroje a dimenze zdroje se tím zvyšuje.



*Obr. 8.9 Niklová folie zalitá v Kaptonu®*

### ***Termočlánek***

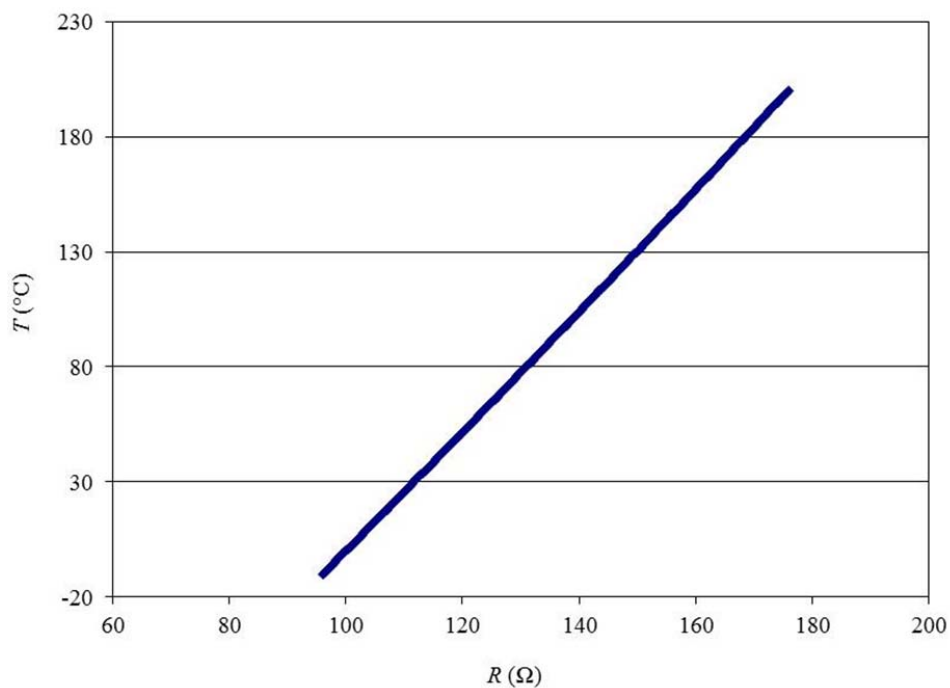
Pro měření teploty vzorku byl použit neizolovaný termočlánek typu K, který byl umístěn v přesně definované vzdálenosti od plošného tepelného zdroje (mezi druhou a třetí částí vzorku). Jeho měřicí konec se nachází ve vzorku, srovnávací konec je uchycen pod patkou v místě, kde je pomocí termostatu udržována konstantní teplota. Termočlánek tedy měří rozdíl mezi teplotou vzorku a výměníku. Pro lepší kontakt termočlánu a vzorku byla použita teplovodivá pasta.



Obr. 8.10 Kalibrační křivka pro přepočít termoelektrického napětí termočládku typu K na teplotu

### RTD (platinový teploměr Pt100)

Pro měření referenční teploty byl použit platinový teploměr Pt100, který je zabudován do výměníku měřicí komory testeru RT 1.02.



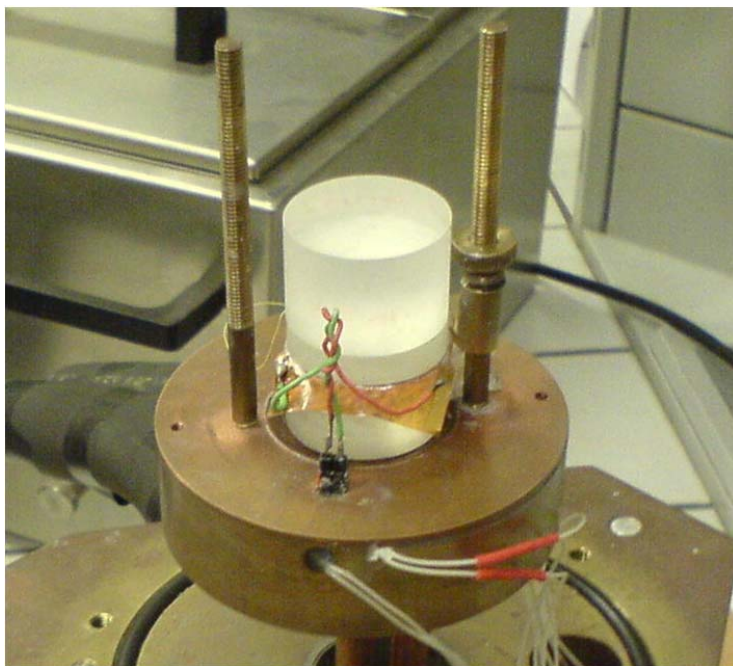
Obr. 8.11 Kalibrační křivka pro přepočít odporu platinového teploměru na teplotu



## 8.3 Experiment

### 8.3.1 Příprava vzorku a uspořádání experimentu

Pro měření pomocí přístroje Thermophysical Transient Tester – RT 1.02 byl nejprve vzorek PMMA upraven do kruhového tvaru o průměru 0,03 m a rozdělen na tři části. Mezi první a druhou část vzorku byl umístěn plošný zdroj tepla, mezi druhou a třetí část byl umístěn měřicí kontakt termočlánku. Celý systém byl vložen na výměník v komoře přístroje a zafixován fixačním systémem. Celkové zapojení měřící soustavy je zobrazeno na obr. 8.12.



*Obr. 8.12 Reálné uspořádání vzorku*

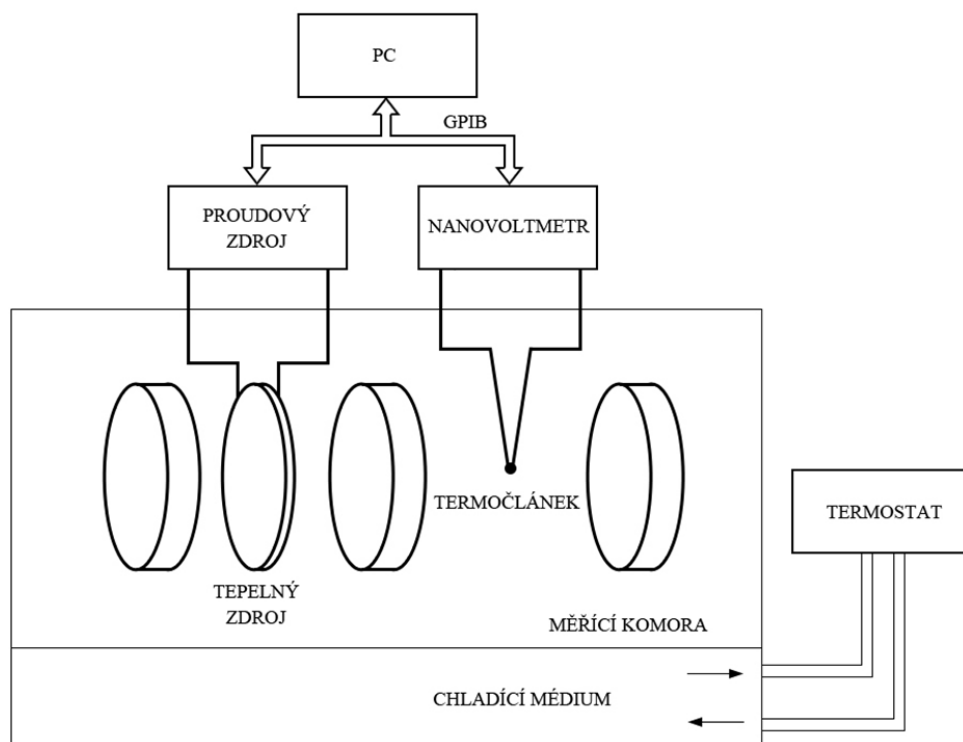
Poté byly nastaveny všechny potřebné výchozí parametry pomocí programu Electrical Measurement Analyser (EMA) a bylo zahájeno měření. Po 50 s od spuštění měření byl na tepelný zdroj přiveden puls o definovaných vlastnostech. Ze vstupních hodnot proudu a napětí první části měření bylo vypočítáno Joulovo teplo dodané do vzorku ( $Q = RI^2t_0$ ), kde  $R$  je elektrický odpor tepelného zdroje,  $I$  je elektrický proud a  $t_0$  je šířka vyslaného pulsu.

Toto celkové teplo odevzdané tepelným zdrojem bylo použito k dalším výpočtům. V průběhu měření bylo zaznamenáváno termoelektrické napětí na termočlánku a odpor platinového odporu, které byly pomocí kalibračních křivek přepočítány na teplotu.

### 8.3.2 Princip a průběh experimentu

Doposud byly termofyzikální parametry objemových materiálů měřeny pomocí pulzní tranzientní nebo skokové metody (4.2.2). Vyhodnocením experimentálních dat však nebylo dosaženo uspokojivých hodnot tepelných parametrů. Proto byla hledána nová metoda měření – modifikovaná metoda rampy (4.2.4), která by poskytla reprodukovatelné a přesnější výsledky. Tato metoda umožnila také stanovení teplotních závislostí tepelných parametrů. Metoda je založena na vytváření rostoucího tepelného toku z plošného zdroje tepla do vzorku pomocí tepelných pulzů o předem definované délce a příkonu, které na sebe navazují, přičemž neustále

vzrůstá referenční teplota pro další tepelný pulz. Mezi jednotlivými skoky je vždy definovaná časová prodleva, ve které dojde k saturování teploty ve vzorku. Teplo prošlé vzorkem je detekováno teplotním čidlem – termočlánkem. Hodnoty napětí naměřené termočlánkem se zaznamenávají a jsou využity k vyhodnocení a stanovení tepelných parametrů. Blokové schéma aparatury je uvedeno na obr. 8.13.



*Obr. 8.13 Blokové schéma aparatury*

První experimenty byly prováděny s PMMA při dvou referenčních teplotách 20 °C a 50 °C. Bylo definováno několik různých experimentů s různým tepelným příkonem, počtem skoků v rámci modifikované rampy, lišila se také délka jednotlivých skoků. Měření byla prováděna nejprve v hodinovém intervalu, to znamená, že teplota ve vzorku byla stabilizovaná po dobu jedné hodiny, poté došlo k dalšímu ohřevu nebo chlazení. Počáteční (referenční) teplota systému vzorku byla před započítím experimentu stabilizována termostatem. Teplota vzorku byla monitorována termočlánkem typu K. Na základě vyhodnocení experimentů byl vybrán optimální způsob, kterým byla realizována měření i pro další zkoumané materiály Aerotherm® a Micronal®.



## 9. VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT A DISKUZE VÝSLEDKŮ

### 9.1 Optimalizace podmínek měření pomocí PMMA

Aby bylo možné k měření materiálů využít metodu modifikované rampy, bylo třeba nejprve stanovit její parametry. Zejména se jedná o určení optimálního tepelného příkonu, délky tepelného pulzu a určení referenční teploty. Všechny tyto parametry ovlivňují měření a jeho výsledky. Nejdříve bylo tedy třeba určit vliv těchto parametrů na výsledky měření. Studovány byly efekty změny referenční teploty, délky tepelného pulzu, hodnot tepelného výkonu a směr měření (chlazení, ohřev). Vliv změny těchto parametrů se projeví na hodnotách teplotního absorpčního koeficientu, relaxačním čase, difuzním čase a také na charakteru zdroje tepla.

Teplu se šíří v třidimenzionálním prostoru ( $E = 3$ ) ze zdroje tepla, který má ideální tepelný kontakt se vzorkem nebo reálný kontakt se vzorkem, v tomto případě je hodnota dimenze šíření tepla vyšší nebo nižší než v ideálním případě. Počítáme-li s ideálním zdrojem tepla (4.2), rozeznáváme několik typů tepelného zdroje (viz tab. 9.1).

Tab. 9.1 Typy ideálního tepelného zdroje

Typ tepelného zdroje	Fraktální dimenze tepelného toku	Metoda měření
bodový	$D = 0$	hot ball
lineární	$D = 1$	hot wire
plošný	$D = 2$	hot plate
objemový	$D = 3$	microwave

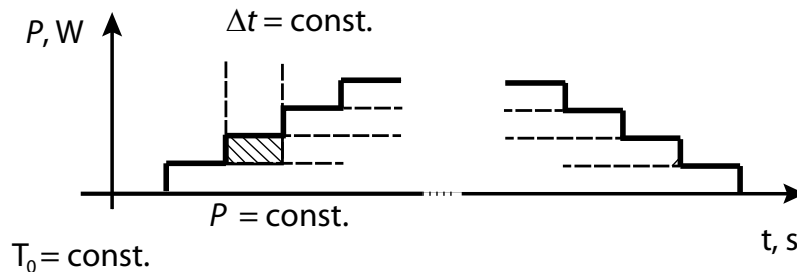
Charakter ohřevu vzorku můžeme popsat pomocí různých teplotních funkcí (viz tab. 9.2), kde koeficient  $\alpha = (D - E)/2 + \alpha_0$  charakterizuje jednak tvar tepelného zdroje (parametr  $D$ ), ale také způsob ohřevu v  $E$ -dimenzionálním prostoru (parametr  $\alpha_0$ ). Pro Diracův pulz a nekonečně velký tepelný zdroj popsal analyticky Carslaw a Jaeger. V reálných podmínkách může být Diracův pulz simulován obdélníkovým pulzem (5.4.2).

Tab. 9.2: Charakter zahřívání vzorku

Typ zahřívání	Funkce pro popis	Koeficient $\alpha$
Diracův pulz Obdélníkový pulz	Diracova funkce $\delta(t)$ Obdélníková funkce $\Pi(t)$	$\alpha = (D - E)/2$
Skoková metoda	Heavisideova funkce $H(t)$	$\alpha = (D - E)/2 + 1$
Metoda rampy	Funkce rampy $R(t)$	$\alpha = (D - E)/2 + 2$

Měření bylo provedeno na vzorku PMMA tak, že zahřívání bylo realizováno zvyšováním resp. snižováním tepelného výkonu zdroje tepla, průběh je naznačen na obr. 9.1. Nejprve byla

nastavena vždy počáteční (referenční) teplota  $T_0$  pomocí termostatu, se kterou se porovnával přírůstek teploty při aplikaci jednotlivých pulzů při ohřevu, resp. chlazení.



Obr. 9.1 Průběh zahřívání a chlazení vzorku

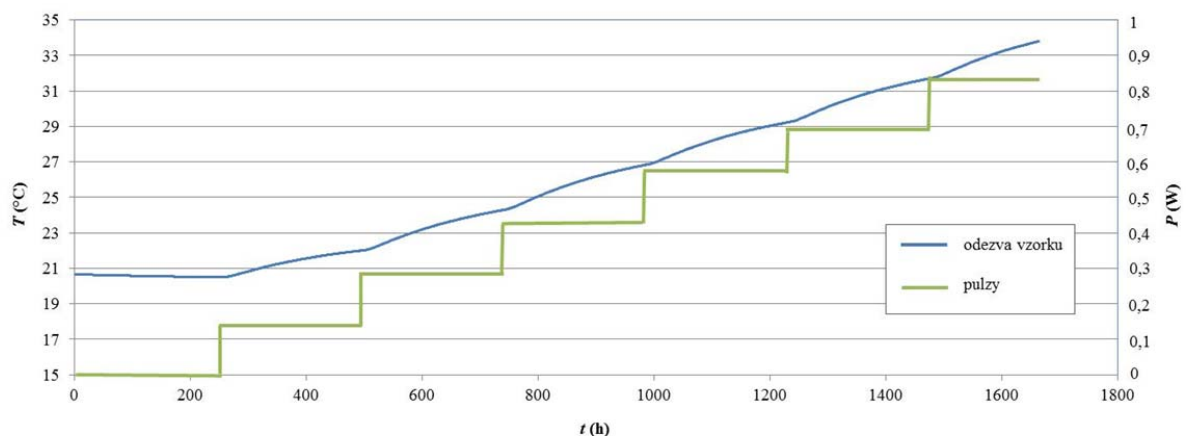
## 9.2 Optimalizace procesu vyhodnocování experimentálních dat pomocí PMMA

Metoda vyhodnocení experimentálních dat sloužící ke stanovení termofyzikálních parametrů sestávala z následujících kroků:

- úprava experimentálních dat (přepočítání na teplotu, stanovení výkonu)
- fitování experimentálních dat (stanovení tranzientních parametrů)
- extrapolace tranzientních parametrů na definovaný zdroj tepla
- stanovení termofyzikálních parametrů

### 9.2.1 Úprava experimentálních dat

Experimentem byla získána surová data, která bylo třeba před samotným vyhodnocením zpracovat. Experimentálně získaná data jsou hodnoty napětí a proudu dodávaných proudovým zdrojem a potom čas a hodnoty napětí zaznamenané termočlánkem umístěným v systému vzorku. Z těchto dat jsou potom stanovovány hodnoty všech důležitých veličin. Pomocí kalibračních křivek pro termočlánek a RTD senzor byly získány odpovídající hodnoty teplot. Z nich byl potom stanoven výkon zdroje. Důležitý je také přepočítání měřených veličin na teplotu. Na obr. 9.2 je zobrazena změna teploty ve vzorku v průběhu experimentu v závislosti na tepelných pulzech dodaných do systému vzorku.



Obr. 9.2 Změna teploty ve vzorku v závislosti na tepelných pulzech

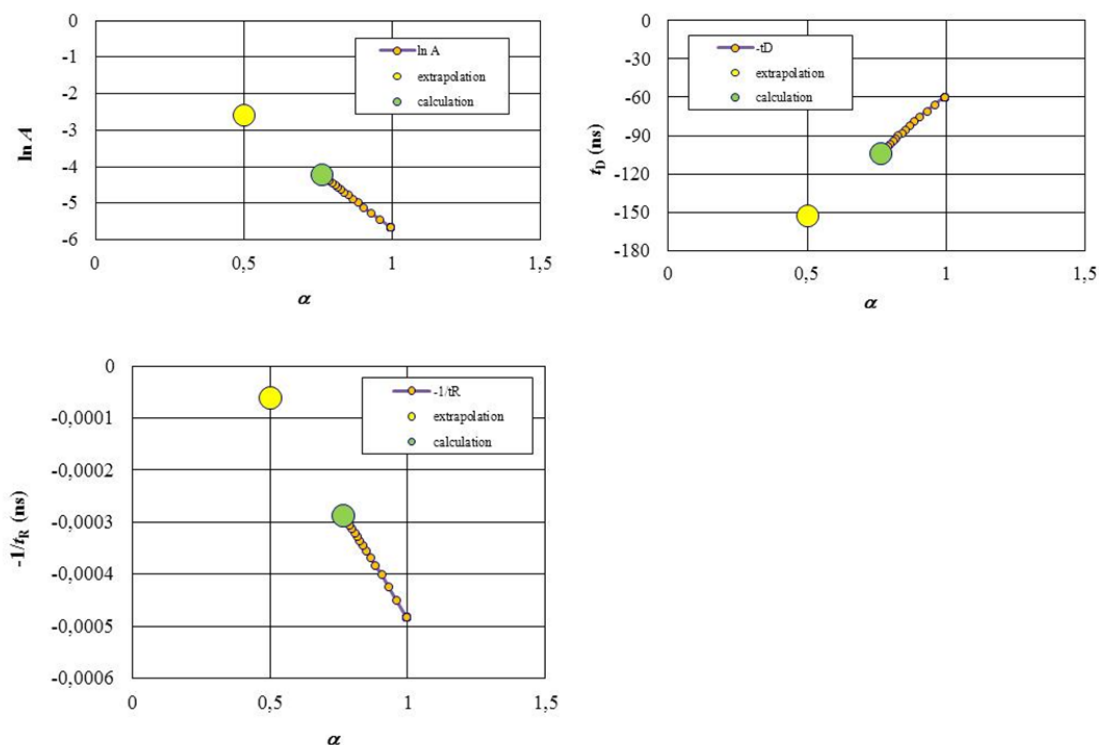
### 9.2.2 Fitování experimentálních dat

Výsledkem fitování experimentálních dat bylo stanovit počáteční čas a teplotu experimentu u každého pulzu. Fitování probíhalo na modelovou funkci (viz vztah 45). Poté už byly vypočteny hodnoty tranzientních parametrů  $A$ ,  $t_D$  a  $t_R$  jako funkce  $\alpha$ . Přepočet výsledků byl prováděn pomocí víceparametrické lineární regrese.

### 9.2.3 Extrapolace tranzientních parametrů

Při plošném ohřevu ( $D=2$ ) je ideální kontakt mezi vzorkem a plošným zdrojem tepla, experimenty byly prováděny skokovým ohřevem ( $\alpha_0=1$ ). Extrapolace byla provedena na 100 datech pomocí vlečné víceparametrické lineární regrese prostřednictvím různých pozic v časové závislosti změn teploty. Počet dat použitých pro multiparametrickou lineární regresi byl 209 pro šířku pulzu 15 min, 439 pro pulz široký 30 min a 875 pro pulz 60 min. Při použití vlečné metody byl počet dat zmenšen o 10 na 199, bylo tedy provedeno 10 lineárních regresí. Základní analýza byla provedena s použitím všech dat, extrapolací různých analýz (data 1-199, 2-200, ..., 10-209) byly vyčísleny různé parametry díky nejistotám měření. Byly zaznamenávány časové závislosti všech parametrů.

Na obr. 9.3 jsou zobrazeny výsledky extrapolace pro PMMA, žluté body představují extrapolaci v třidimenzionálním prostoru  $E=3$ , za předpokladu ideálního plošného zdroje tepla s fraktální dimenzí rovnou  $D=2$  a koeficientu pro skokovou metodu měření  $\alpha_0=1$ . Zelené body reprezentují výsledek výpočtu v prvním intervalu.



Obr. 9.3 Výsledky aproximace dat jednotlivých experimentů (50 pulzů, referenční teplota 20 °C, délka experimentu 15 minut)

#### 9.2.4 Stanovení termofyzikálních parametrů

Výsledkem aproximace jsou tedy tranzientní parametry  $A_{1/2}$ ,  $t_{D1/2}$  a  $t_{R1/2}$  extrapolované na  $\alpha = 1/2$ . Pomocí nich lze potom vyčíslit termofyzikální parametry vzorku  $\alpha_{1/2}$ ,  $\lambda_{1/2}$  a  $c_{p1/2}$ .

### 9.3 Stanovení optimálních podmínek experimentu

Experimentální data měřená na vzorku z modelového materiálu PMMA byla vyhodnocena pomocí výše popsaného postupu. Byl studován vliv délky a počtu pulzů na hodnoty stanovených parametrů.

#### 9.3.1 Vliv délky pulzu na výsledky měření

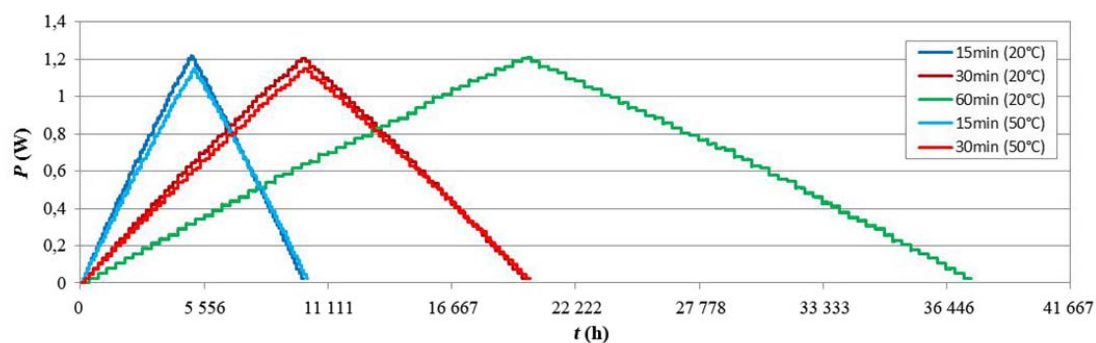
Experiment byl realizován pro různé počáteční teploty nastavené v měřicí komoře pomocí termostatu. Zároveň je tato počáteční teplota také teplotou referenční pro diferenčně zapojený termočlánek, který měří změnu teploty ve vzorku následkem zahřívání resp. chlazení plošným zdrojem tepla, kterým je niklová folie zalitá v Kaptonu® o průměru 3 cm. Maximální hodnota dodaného proudu dosáhla hodnoty 1 A při napětí 1,7 V. Délka pulzu a hodnota přírůstku dodané energie byla dána počtem skoků. Parametry jednotlivých experimentů jsou uvedeny v tab. 9.3. Všechny experimenty byly realizovány pro dvě referenční teploty: 20 °C a 50 °C. K charakterizování efektu délky pulzu na termofyzikální parametry měřených materiálů slouží srovnání výsledků experimentů (viz tab. 9.3). Průběhy ohřevu a chlazení jsou uvedeny na obr. 9.3. Zbývající parametry (difúzní koeficient  $A$ , parametr tepelného zdroje  $\alpha$ , difuzní čas  $t_D$ , relaxační čas  $t_R$ ) byly vypočítány pomocí multiparametrické lineární regrese (45).

Tab. 9.3: Parametry jednotlivých experimentů pro 50 pulzů

Délka pulzu (min)	Směr měření	Teplota (°C)	Přírůstek příkonu (W)	Změna teploty (K)
15	ohřev + chlazení	20	0,024	0,84
	ohřev + chlazení	50	0,023	0,78
30	ohřev + chlazení	20	0,024	0,85
	ohřev + chlazení	50	0,023	0,80
60	ohřev + chlazení	20	0,024	0,86
	ohřev + chlazení	-	-	-

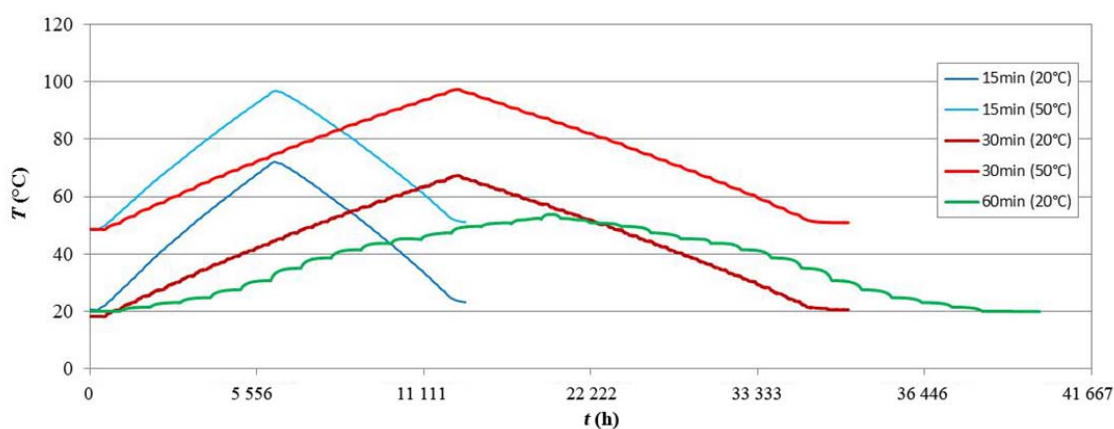
Tab. 9.4 Parametry jednotlivých experimentů pro 100 pulzů

Délka pulzu (min)	Směr měření	Teplota (°C)	Přírůstek příkonu (W)	Změna teploty (K)
15	ohřev + chlazení	20	0,012	0,44
	ohřev + chlazení	50	0,012	0,40
30	ohřev + chlazení	20	0,012	0,42
	ohřev + chlazení	50	0,011	0,40
60	ohřev + chlazení	20	0,012	0,42
	ohřev + chlazení	-	-	-



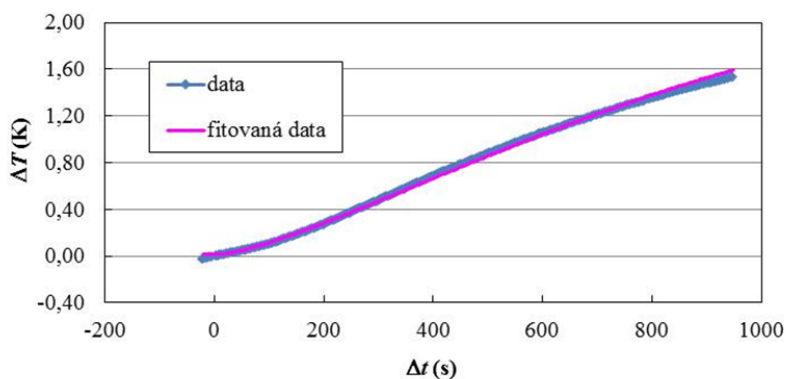
Obr. 9.4 Režimy zahřívání a chlazení vzorků pro různé délky a počty pulzů

Jednotlivým režimům zahřívání a chlazení vzorků z obr. 9.4 odpovídají jednotlivé teplotní odezvy, které byly experimentem získány (obr. 9.5). Na první pohled je zjevné, že nejdelší měření trvající 60 minut je zatíženo největším šumem.



Obr. 9.5 Teplotní odezvy při zahřívání a chlazení vzorků pro různé délky a počty pulzů

Na obr. 9.6 je znázorněno, jak vypadá změna teploty ve vzorku v závislosti na čase při jednom tepelném pulzu. Jedná se o první pulz při měření patnáctiminutového měření s referenční teplotou 20 °C. Modelovou funkcí je třeba vybrat tak, aby fitovaná data dobře korespondovala s experimentálně získanými hodnotami. Z obr. 9.6 vyplývá, že fitovaná data mají velmi dobrou shodu s daty získanými experimentálně.



Obr. 9.6 Graf změny teploty vzorku během jednoho pulzu

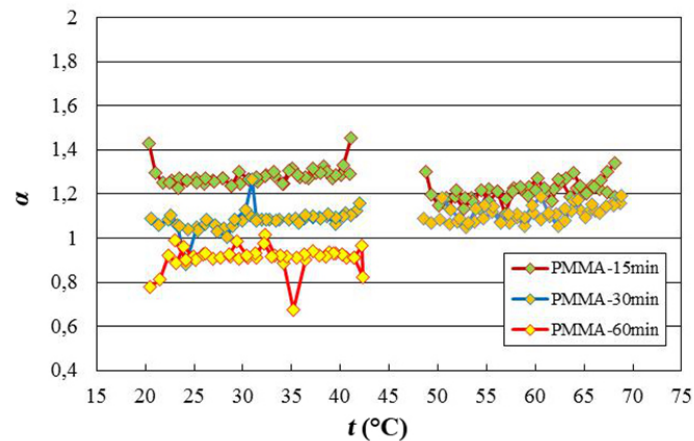
V tabulce 9.5 jsou uvedeny parametry stanovené pomocí multiparametrické lineární regrese. Z tabulky je zřejmé, že stanovený parametr  $\alpha$  závisí na délce skoku. Pro krátké skoky je jeho hodnota větší, prodlužováním se snižuje. Parametr  $\alpha$  závisí na poměru skokové metody, kdy  $\alpha = (D - E) / 2 + 1$  a metody rampy, kdy  $\alpha = (D - E) / 2 + 2$ . Při měření delšími skoky (60 min) se stejnou hodnotou výkonu odpovídá hodnota parametru  $\alpha$  skokové funkci  $\alpha = 1/2$ . Při měření krátkými skoky (15 min) se hodnota  $\alpha$  blíží funkci rampy  $\alpha = 3/2$  (viz tab. 9.2). Krátké skoky nejsou tolik ovlivněny výkyvy okolní teploty (měření trvá 15 minut), delší skoky jsou ovlivněny nejistotou, experiment trvá 60 minut. Jednotlivé experimenty byly prováděny za odlišné teploty okolí, což naznačuje, že čím kratší je celý experiment, tím jsou výsledky zatíženy menší chybou.

Tab. 9.5 Přehled parametrů provedených experimentů pro ohřev

Délka pulzu (min)	$T_0$	$\alpha$ (-)	$A$ ( $K^{-1} \cdot s^{-\alpha}$ )	$t_D$ (s)	$t_R$ (s)
15	20 °C	1,25	0,026	69,23	$3,23 \cdot 10^{-9}$
	50 °C	1,15	0,024	58,44	$2,47 \cdot 10^{-9}$
30	20 °C	1,10	0,025	81,08	$1,21 \cdot 10^{-7}$
	50 °C	1,08	0,024	81,82	$2,90 \cdot 10^{-8}$
60	20 °C	0,92	0,025	85,71	$6,44 \cdot 10^{-9}$
	50 °C	-	-	-	-

### 9.3.2 Stanovení teplotních závislostí tranzientních parametrů

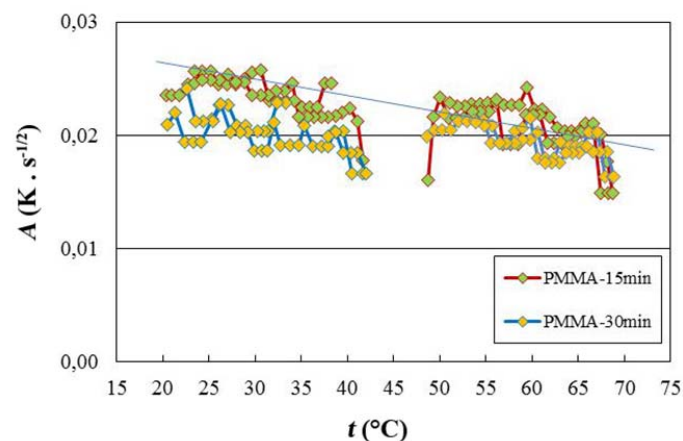
Na obr. 9.7 jsou uvedeny závislosti koeficientu  $\alpha$  pro všechny experimenty popsané v předcházející kapitole. Je zřejmé, že experimentální hodnoty parametrů jsou velmi blízké tabelovaným hodnotám pro PMMA. Hodnoty fraktální dimenze  $D$  vyšší než 2 odpovídají tomu, že tepelný kontakt mezi vzorkem a zdrojem tepla není ideální. Tuto skutečnost potvrzuje i závislost koeficientu  $\alpha$  z obr. 9.7. Naprosto zřejmá je však návaznost výsledků experimentů s různou referenční teplotou.



Obr. 9.7 Teplotní závislost koeficientu  $\alpha$

Na následujících obrázcích jsou uvedeny závislosti  $t_D$ ,  $t_R$ ,  $A$  získané extrapolací na ideální plošný zdroj tepla,  $D = 2$ ,  $\alpha = 1/2$ .

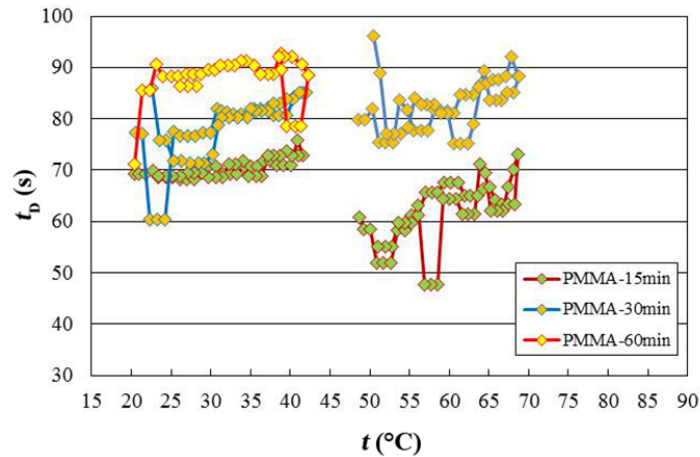
Absorpční koeficient, jehož teplotní závislost je zobrazena na obr. 9.8 se lineárně mění (souvisí s tepelnou vodivostí). Nejlépe vychází hodnoty absorpčního koeficientu u kratšího experimentu. Extrapolovaný absorpční koeficient, závisí na příkonu, závisí na difuzivitě, závisí na charakteru experimentu, závisí na tvaru tepelného zdroje.



Obr. 9.8 Teplotní závislost absorpčního koeficientu

Na obr. 9.9 jsou zobrazeny teplotní závislosti difuzního času. Dlouhé experimenty ( $100 \times 60$  minut) byly prováděny pouze při referenční teplotě 20 °C. Ze závislostí je zřejmé, že difuzní čas a tedy i difuzivita se mírně liší v závislosti na teplotě. Nejlepší návaznost mezi oběma

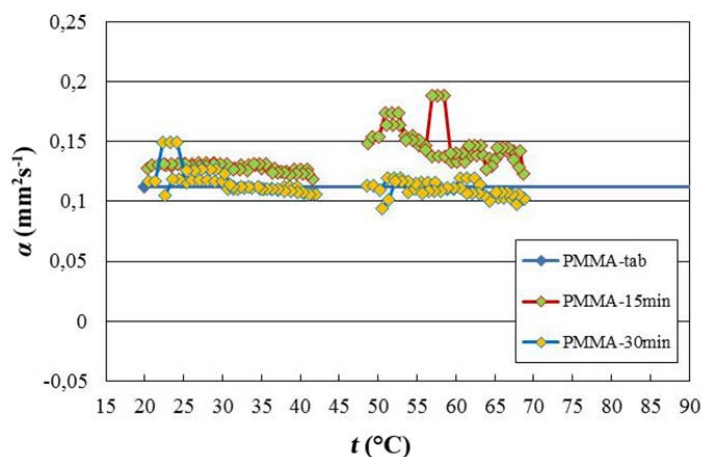
referenčními teplotami se projevila při měření s pulzem trvajícím 30 minut s 50 pulzy, jak je vidět na obr. 9.9. Je zřejmé, že experimenty prováděné při referenční teplotě 50 °C a se 100 pulzy jsou zatíženy mnohem větším šumem. Pro dlouhé pulzy (dominantní skoková metoda) hrají významnou roli chyby způsobené šumem, naopak u krátkých pulzů (dominantní metoda rampy) zdaleka takový vliv nemají.



Obr. 9.9 Teplotní závislost difuzního času

### 9.3.3 Stanovení teplotních závislostí termofyzikálních parametrů

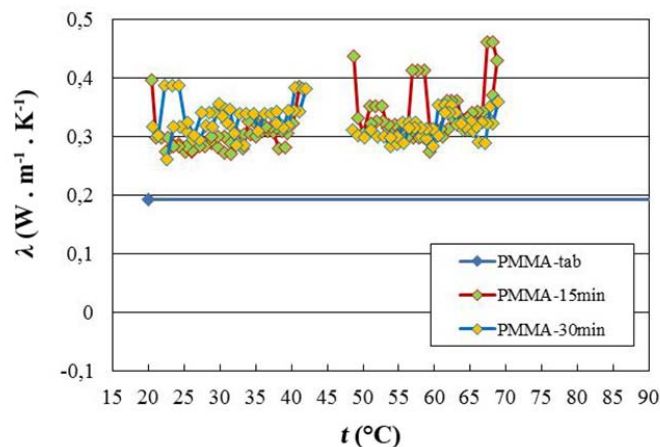
Na základě výsledků difuzního času  $t_D$  a parametru  $\alpha$  je jasné, že nebudou dále realizovány dlouhodobé experimenty, ale zaměříme se pouze na kratší, které nejsou zatíženy tak intenzivní hodnotou šumu. Je třeba ještě porovnat výsledky termofyzikálních parametrů při měření v konfiguraci 50 pulzů a délce pulzu 15 minut a 30 minut a porovnat jejich výsledky. Na obr. 9.8 je znázorněna teplotní závislost difuzivity. Porovnáním výsledků experimentů měřených při použití patnáctiminutového a třicetiminutového pulzu je patrné, že k tabelované hodnotě difuzivity se přiblížil experiment s délkou pulzu 30 minut. Z výsledků dále vyplývá, že difuzivita je mírně závislá na teplotě a s rostoucí teplotou klesá.



Obr. 9.10 Teplotní závislost difuzivity

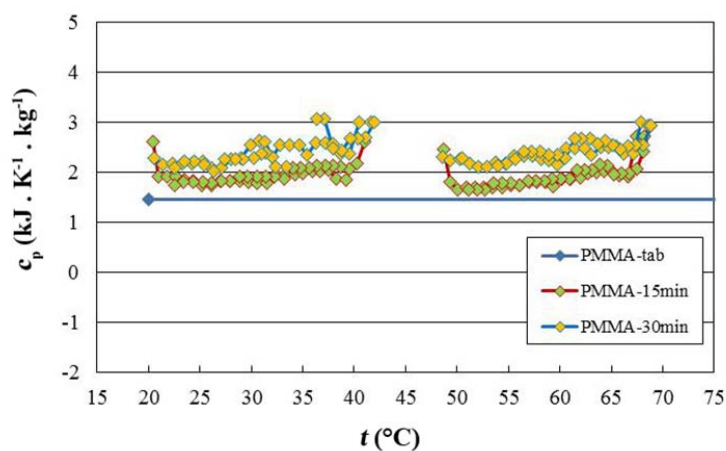


Dalším termofyzikálním parametrem, který je třeba přezkoumat, je tepelná vodivost. Jak je vidět z teplotní závislosti tepelné vodivosti na obr. 9.11, oba experimenty dosahují velmi dobré shody s tabelovanou hodnotou tepelné vodivosti pro PMMA. Můžeme říci, že kratší experiment dosahuje v tomto ohledu lepšího výsledku. Z experimentu vyplývá, že tepelná vodivost s rostoucí teplotou mírně roste.



Obr. 9.11 Teplotní závislost tepelné vodivosti

Taktéž v případě výsledků tepelné kapacity zobrazených na obr. 9.10 je vidět dobrá shoda experimentálních výsledků s tabelovanou hodnotou. Lepší shody dosahují výsledky kratšího experimentu.



Obr. 9.12 Teplotní závislost tepelné kapacity

Jak je vidět z výsledků, stále není dosaženo ideální shody s tabelovanými hodnotami parametrů pro modelový materiál PMMA. Je tedy třeba přistoupit k extrapolaci výsledků.

Extrapolací výsledků měření byly získány nové hodnoty individuálních experimentů, které jsou shrnuty v tab. 9.6.

Tab. 9.6: Přehled extrapolovaných hodnot všech experimentů,  $\alpha = 1/2$

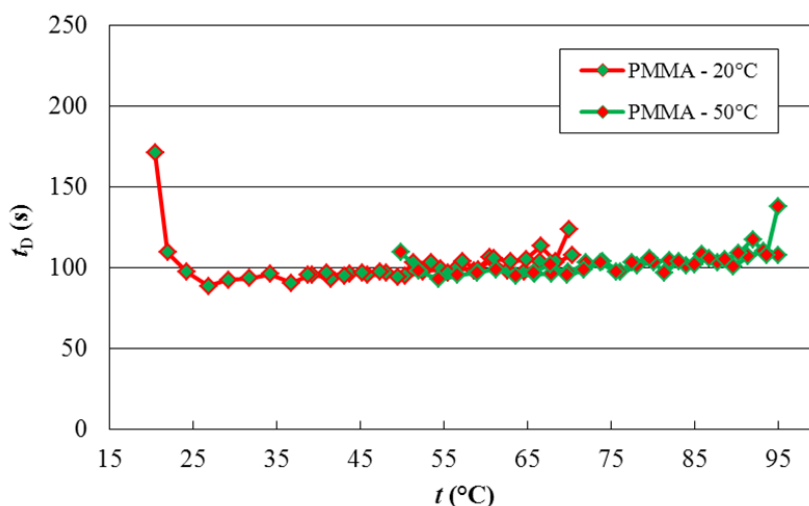
Délka pulzu (min)	$T_0$ (°C)	$A$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1/2</sup> )	$t_D$ (s)	$t_R$ (s)	$R$ (m)	$a$ (mm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$c_p$ (kJ.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
PMMA	20	-	-	-	-	0,112	1,45	0,193
15	20	0,026	69,23	$3,2 \cdot 10^{-9}$	0,041	0,130	1,92	0,297
	50	0,024	58,44	$2,5 \cdot 10^{-9}$	0,039	0,154	1,67	0,306
30	20	0,025	81,08	$1,2 \cdot 10^{-7}$	0,232	0,111	1,98	0,262
	50	0,024	81,82	$2,9 \cdot 10^{-8}$	0,113	0,110	2,27	0,298
60	20	0,025	85,71	$6,4 \cdot 10^{-9}$	0,052	0,105	2,59	0,325
	50	-	-	-	-	-	-	-

V následujících kapitolách jsou uvedeny sumární výsledky dalších studovaných materiálů PMMA, Aerothermu® a PCM Micronalu®.

## 9.4 Teplotní závislosti PMMA

### 9.4.1 Tranzientní parametry

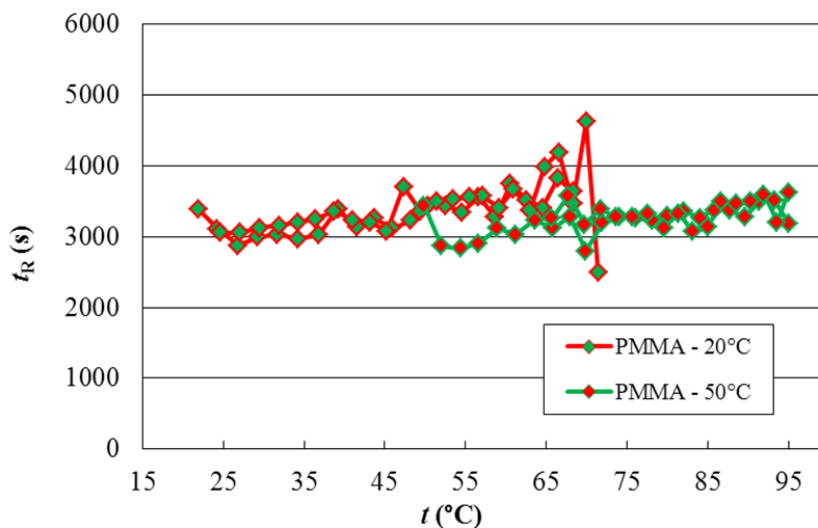
Na obr. 9.13 je uvedena závislost difuzního času na teplotě pro následující parametry: referenční teploty 20 °C a 50 °C, počet pulzů 50, délka pulzu 15 minut. Výsledky obou experimentů velmi dobře navazují a je možné dobře analyzovat, jak se difuzní čas mění v závislosti na teplotě v rozsahu 20-95 °C. Difuzní čas se s rostoucí teplotou mírně zvyšuje.



Obr. 9.13 Porovnání výsledků extrapolovaných dat difuzního času PMMA

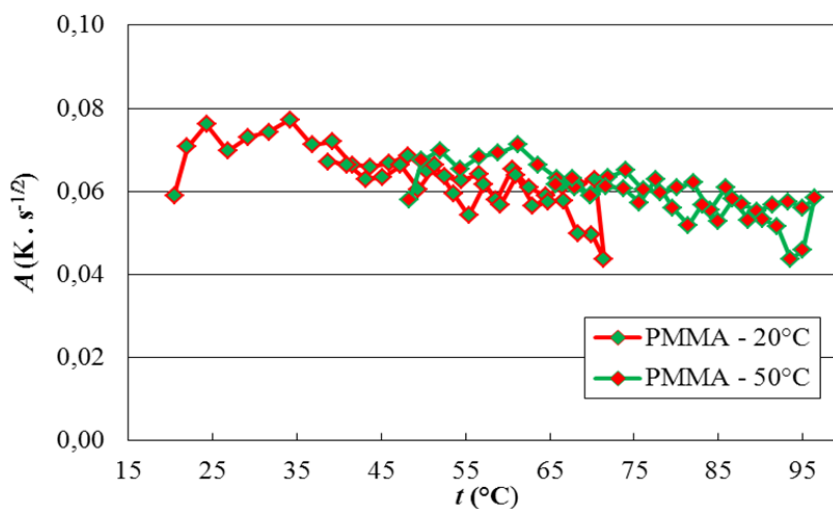
Tyto výsledky ukazují, že difuzní čas  $t_D$  je asi 30 krát menší než relaxační čas  $t_R$ , lze tedy říci, že tepelné ztráty hrají nevýznamnou roli a experiment byl proveden správně. Relaxační čas, jehož

závislost na teplotě je uvedena na obr. 9.14, se zvyšuje s teplotou, při vyšších teplotách je situace ještě příznivější. Zvýšení difuzního času nám říká, že difuzivita se bude snižovat s teplotou.



Obr. 9.14 Porovnání výsledků extrapolovaných dat relaxačního času PMMA

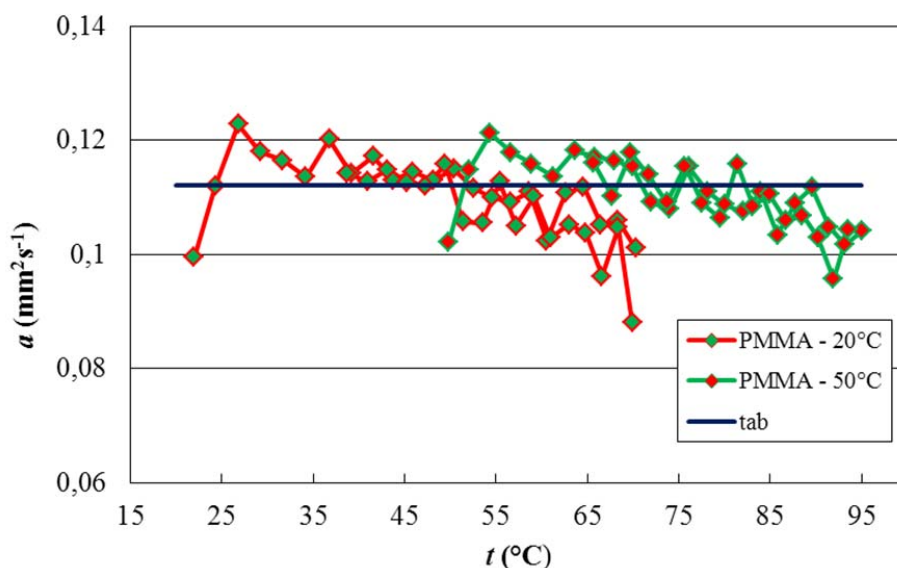
Na obr. 9.15 je znázorněn graf závislosti teplotního absorpčního koeficientu na teplotě. Je patrné, že s vyšší teplotou vzorku hodnoty teplotního absorpčního koeficientu klesají.



Obr. 9.15 Porovnání výsledků extrapolovaných dat absorpčního koeficientu PMMA

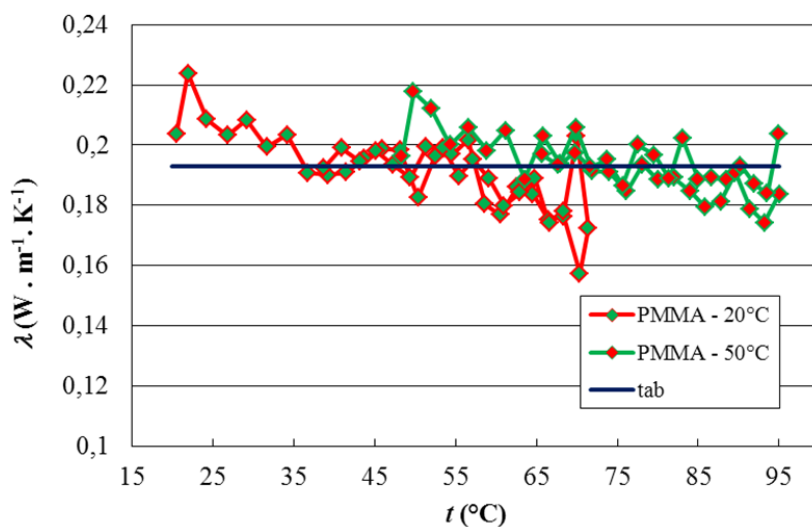
#### 9.4.2 Termofyzikální parametry

Nyní budou diskutovány hodnoty experimentálních výsledků termofyzikálních parametrů modelového materiálu PMMA, které byly naměřeny pomocí modifikované metody rampy.



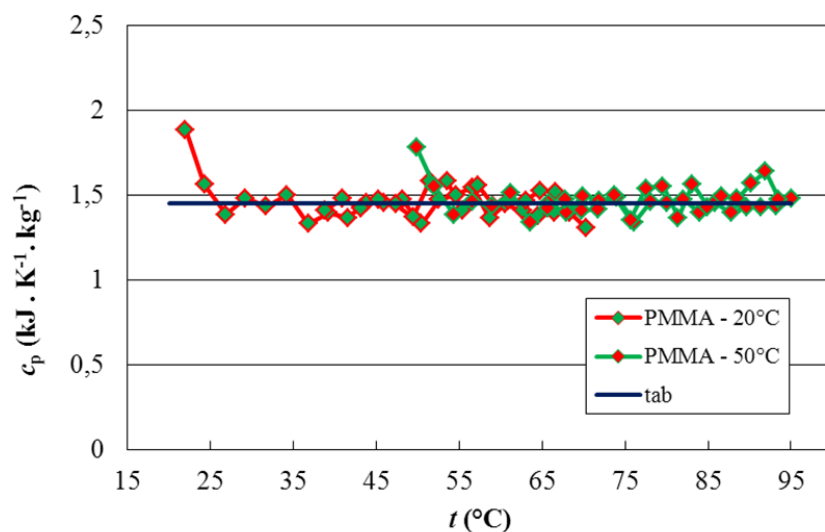
Obr. 9.16 Porovnání výsledků extrapolovaných dat difuzivity PMMA

Na obr. 9.16 je evidentní pokles difuzivity PMMA s rostoucí teplotou měřený od referenčních teplot 20 °C a 50 °C. Je zřejmé, že v souladu se zvyšujícím se difuzním časem se hodnota difuzivity snižuje. V porovnání s tabelovanými hodnotami jsou změřené výsledky v dobré shodě.



Obr. 9.17 Porovnání výsledků extrapolovaných dat tepelné vodivosti PMMA

Na obr. 9.17 je znázorněna závislost tepelné vodivosti na teplotě. Vzhledem k tomu, že s rostoucí teplotou roste relaxační čas materiálu, hodnota tepelné vodivosti by měla klesat. Z průběhu závislosti je vidět, že se zvyšující teplotou hodnota tepelné vodivosti mírně klesá. Hodnoty tepelné vodivosti vyplývající z měření při obou referenčních teplotách jsou ve velmi dobré shodě s tabulkovými hodnotami pro PMMA.



Obr. 9.18 Porovnání výsledků extrapolovaných dat tepelné kapacity PMMA

Výsledky teplotní závislosti tepelné kapacity PMMA jsou v dobré shodě s tabulkovými hodnotami. Také na obr. 9.18 můžeme vidět, jak výsledky měření s různou referenční teplotou plynule navazují. Z toho vyplývá, že tento způsob měření termofyzikálních parametrů kombinujících metodu rampy a skokovou metodu je využitelný pro měření termofyzikálních parametrů a jejich teplotních závislostí i pro další materiály.

Modifikovaná měřicí metoda evidentně dává reprodukovatelné výsledky, které jsou ve velmi dobré shodě s tabelovanými hodnotami termofyzikálních parametrů modelového materiálu PMMA. Je tedy možné přistoupit k měření dalších materiálů touto metodou.

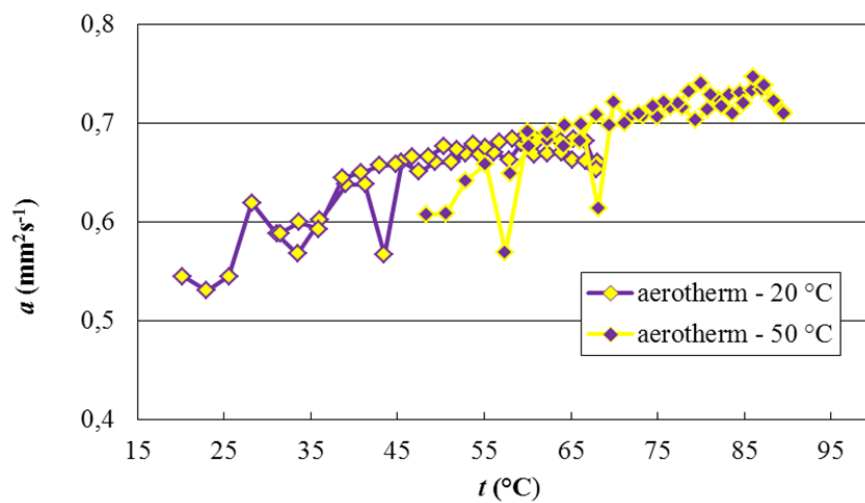
## 9.5 Teplotní závislosti Aerothermu®

Dalším zkoumaným materiálem byl tepelně izolační materiál Aerotherm®. Jako při měření PMMA i při experimentech s Aerothermem® byl zachován stejný postup měření i vyhodnocení. Níže jsou uvedeny výsledky provedených měření.

Tab. 9.7: Přehled extrapolovaných hodnot individuálních experimentů,  $\alpha = 1/2$

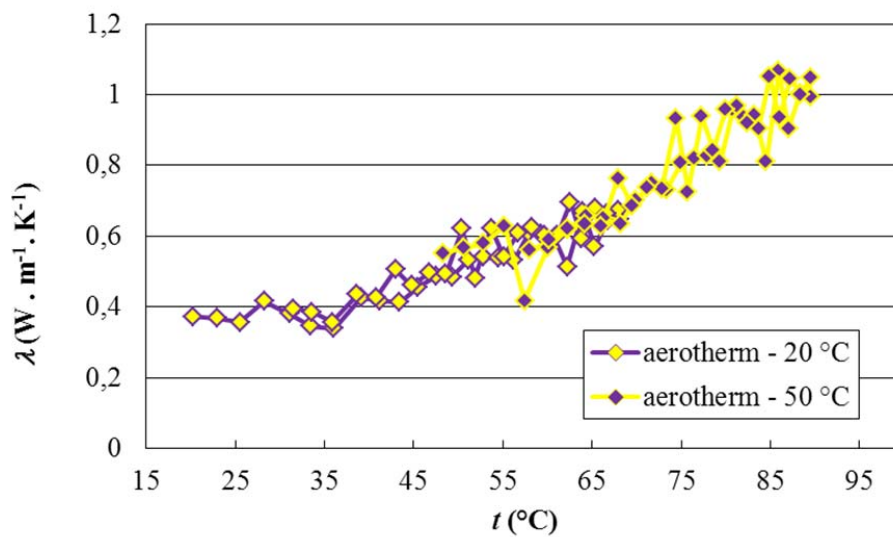
Délka pulzu (min)	$T_0$ (°C)	$A$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$ )	$t_D$ (s)	$t_R$ (s)	$R$ (m)	$a$ ( $\text{mm}^2.\text{s}^{-1}$ )	$c_p$ ( $\text{kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ )	$\lambda$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
15	20	0,090	70	4150	0,11	0,808	1,12	0,576
	50	0,080	66	3150	0,09	0,699	5,28	0,791

Jako první byla stanovena teplotní závislost difuzivity. Z obr. 9.19 je zřejmé, že hodnota difuzivity s rostoucí teplotou roste. To odpovídá tomu, že Aerotherm® je izolační materiál. Rovněž z tab. 9.7 je zřejmé, že hodnota difuzního koeficientu s teplotou klesá, což ukazuje na zvyšující se difuzivitu materiálu.



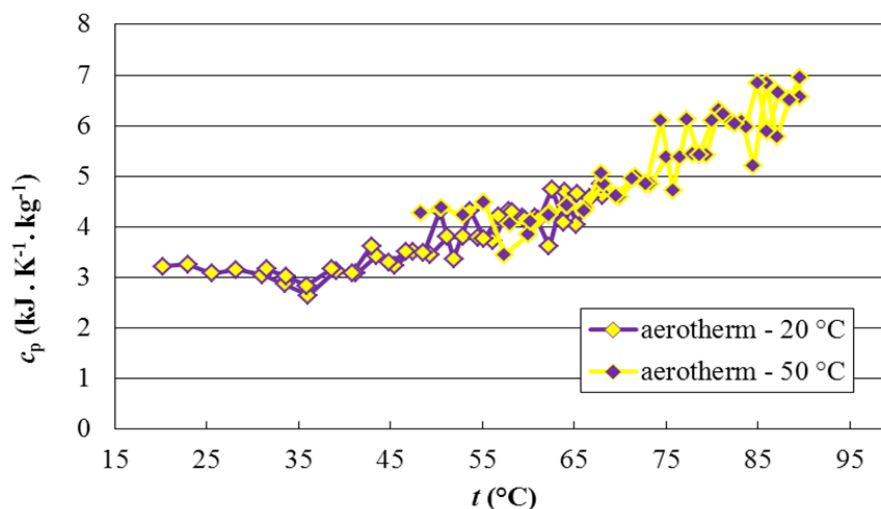
Obr. 9.19 Teplotní závislost difuzivity Aerothermu®

Pokud jde o tepelnou vodivost Aerothermu®, z obr. 9.20 je evidentní, že tepelná vodivost se zvyšuje s rostoucí teplotou.



Obr. 9.20 Teplotní závislost tepelné vodivosti Aerothermu®

Teplotní závislost tepelné kapacity na teplotě je uvedena na obr. 9.21. Rovněž hodnoty tepelné kapacity Aerothermu® se zvyšují s rostoucí teplotou, což odpovídá charakteristice tepelného izolantu.



Obr. 9.21 Teplotní závislost tepelné kapacity Aerothermu®

## 9.6 Teplotní závislosti PCM Micronalu®

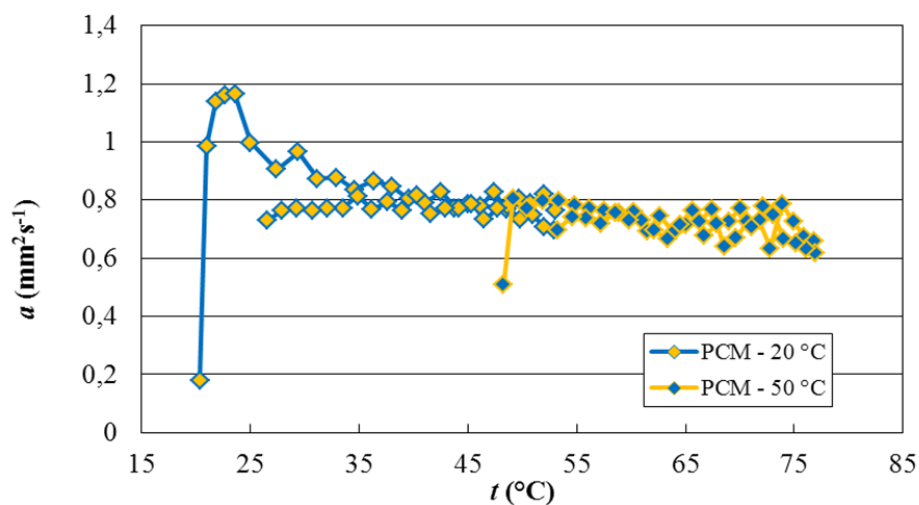
Nejdůležitějším a nejzajímavějším materiálem z hlediska stanovení termofyzikálních parametrů, je PCM Micronal®. Při měření byl zachován shodný postup jako pro předchozí materiály. Přehled hodnot stanovených tranzientních i termofyzikálních parametrů (experiment s parametry 50 pulzů, délka pulzu 15 minut, počáteční teplota 20 °C, pulz č. 3) je uveden v tab. 9.8.

Tab. 9.8: Přehled extrapolovaných hodnot individuálních experimentů,  $\alpha = 1/2$

Délka pulzu (min)	$T_0$ (°C)	$A$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1/2</sup> )	$t_D$ (s)	$t_R$ (s)	$R$ (m)	$a$ (mm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$c_p$ (kJ.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
15	20	0,023	75	1050	0,06	0,805	4,40	2,030
	50	0,020	74	1040	0,05	0,763	4,15	2,010

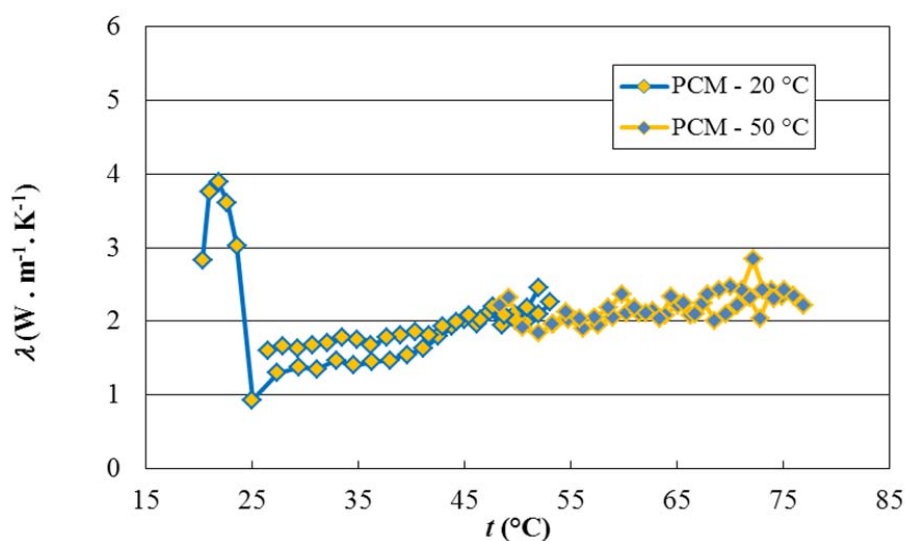
PCM Micronal® je materiál, u kterého dochází při změně teploty ke změnám fyzikálních vlastností, látka tedy prochází fázovou přeměnou a mění skupenství. Micronal® má tyto teploty celkem tři – 21 °C, 23 °C a 26 °C. Ke všem fázovým přeměnám tedy dochází již při prvním experimentu s referenční teplotou 20 °C. Výsledky obou experimentů plynule navazují, je tedy možné získat teplotní závislost difuzivity v rozmezí 20-80 °C.

Z teplotní závislosti difuzivity na obr. 9.22 je zřejmé, že hodnota difuzivity s rostoucí teplotou mírně klesá, ovšem v oblasti teplot fázových přechodů dochází ke zřetelným výkyvům hodnot difuzivity. Při fázové přeměně se hodnota difuzivity rapidně zvyšuje.



Obr. 9.22 Teplotní závislost difuzivity PCM Micronalu®

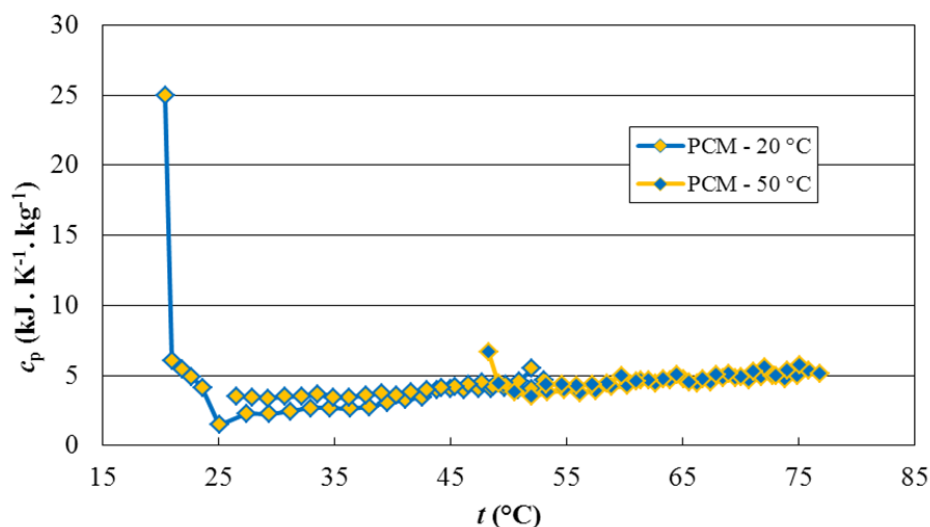
Dalším termofyzikálním parametrem zkoumaným u tohoto vzorku je tepelná vodivost. I na průběhu teplotní závislosti tepelné vodivosti, jejíž průběh je znázorněn na obr. 9.23, je patrný výkyv hodnot při průchodu materiálu fázovou přeměnou. V rozmezí 20-28 °C je opět evidentní vliv fázového přechodu na hodnoty tepelné vodivosti. Dále už tepelná vodivost mírně roste se vzrůstající teplotou.



Obr. 9.23 Teplotní závislost tepelné vodivosti PCM Micronalu®

Mezi zkoumané termofyzikální parametry patří také tepelná kapacita, jejíž závislost na teplotě je zobrazena na obr. 9.24. Z grafu je patrné, že tepelná kapacita doznává během fázové přeměny rapidní pokles, za fázovým přechodem opět mírně vzroste a dále se s rostoucí teplotou její hodnota velmi pozvolna zvyšuje.



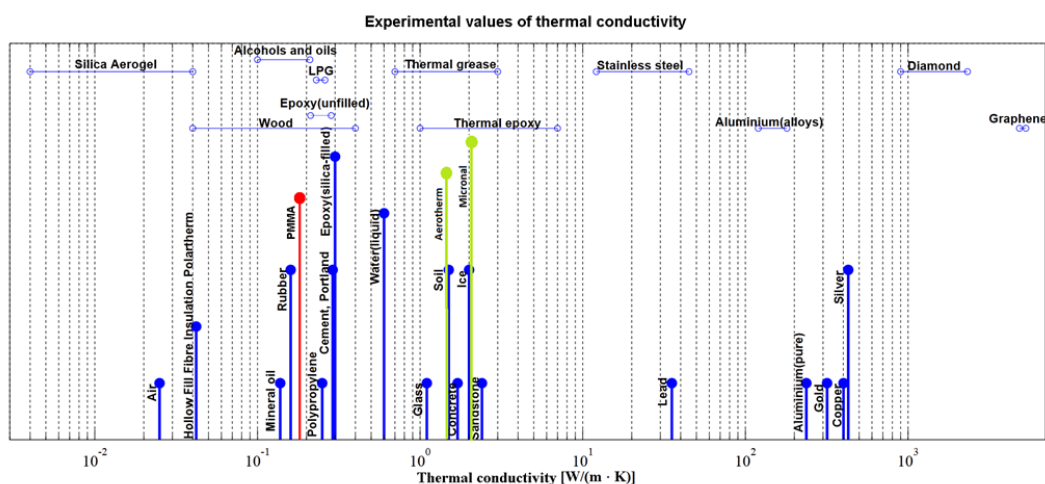


Obr. 9.24 Teplotní závislost tepelné kapacity PCM Micronalu®

Z grafů teplotních závislostí termofyzikálních parametrů je tedy patrné, že fázová přeměna se viditelně projevuje. Detailnější analýzou bychom dokázali přesně určit teploty fázových přechodů.

## 9.7 Shrnutí výsledků

Výsledkem experimentů jsou hodnoty termofyzikálních parametrů zkoumaných materiálů, které je možné díky tomu hodnotit z hlediska tepelných vlastností. V grafu znázorněném na obr. 9.25 je přehled experimentálních hodnot tepelné vodivosti různých materiálů. Do grafu byly přidány rovněž tabelovaná hodnota tepelné vodivosti PMMA a experimentálně získané hodnoty tepelné vodivosti pro Aerotherm® a PCM Micronal®.



Obr. 9.25 Diagram experimentálních hodnot tepelné vodivosti materiálů při teplotě 20 °C [50]

Dále jsou výsledky tranzientních i termofyzikálních parametrů zkoumaných materiálů shrnuty do tab. 9.8. Pro porovnání jsou zde uvedeny i tabelované hodnoty termofyzikálních parametrů PMMA.

Tab. 9.8: Přehled extrapolovaných hodnot individuálních experimentů,  $\alpha = 1/2$

Materiál	Délka pulzu (min)	$T_0$ (°C)	$A$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1/2</sup> )	$t_D$ (s)	$t_R$ (s)	$R$ (m)	$a_{1/2}$ (mm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$c_{p1/2}$ (kJ.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> )	$\lambda_{1/2}$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
Tabelované hodnoty PMMA			-	-	-	-	0,112	1,45	0,193
PMMA	15	20	0,06	106	3700	0,18	0,110	1,56	0,186
		50	0,06	115	3560	0,17	0,110	1,56	0,191
PMMA	30	20	0,06	143	37200	0,46	0,110	1,48	0,193
		50	0,06	170	11800	0,25	0,102	1,44	0,175
PCM	15	20	0,02	75	1050	0,06	0,805	4,40	2,030
		50	0,02	74	1040	0,05	0,763	4,15	2,010
AERO	15	20	0,09	70	4150	0,11	0,808	1,12	0,576
		50	0,08	66	3150	0,09	0,699	5,28	0,791

Na základě výsledků experimentů je možné říci, že PCM materiál Micronal® je díky schopnosti akumulace tepla vlivem fázové přeměny vhodný k chlazení fotovoltaických systémů. Jako jedinou překážkou se zdá být teplota fázového přechodu, která je u Micronalu® poměrně nízká (26 °C). Vzhledem k povrchové teplotě fotovoltaických panelů, která může dosáhnout i 50 °C, je použití možné, avšak je třeba zkombinovat tento materiál s dalším PCM, jehož teplota fázového přechodu bude vyšší, nebo přidat do systému další způsob chlazení. Výhodou chlazení PCM materiály je energetická nenáročnost chladicího systému. Pro získání nových informací je třeba provést další experimenty nejlépe se vzorovým fotovoltaickým systémem a poté vyhodnotit jeho reálnou účinnost.

Výběr vhodných materiálů podléhá několika kritériím. Vedle vhodné teploty fázového přechodu je třeba dodržet, aby materiál byl:

- nehořlavý,
- netoxický,
- chemicky stabilní,
- recyklovatelný,
- za přijatelnou cenu.

Dalšími nezbytnými vlastnostmi PCM jsou dále:

- teplota tání v potřebném rozmezí,
- vysoká tepelná kapacita,
- vysoká tepelná vodivost v obou skupenstvích,
- zanedbatelné objemové změny,
- nízký tlak tvořících se par.

## 10. ZÁVĚR

Jedním z hlavních cílů dizertační práce je teoretické představení studia termofyzikálních parametrů nových materiálů vhodných k chlazení v různých praktických aplikacích. Proto jsou definovány základní termofyzikální parametry objemových materiálů a dále jsou diskutovány metody stanovení těchto parametrů.

Velmi důležitý je právě výběr optimální metody stanovení termofyzikálních veličin. Protože se tyto veličiny mohou měnit v závislosti na teplotě, je třeba materiály studovat na širším rozsahu teplot. Proto se pomalu upouští od používání pulzní tranzientní metody, která nabízí stanovení termofyzikálních parametrů vzorku pouze při dané teplotě. Mnohem vhodnější je použití skokové metody a metody rampy. Jedním ze základních cílů dizertační práce bylo vybrat vhodnou metodu pro měření termofyzikálních parametrů materiálů. Proto byly pro lepší přehled o termofyzikálních parametrech v závislosti na teplotě zkombinovány dvě základní metody měření, a to metoda skoková a metoda rampy, a byla vytvořena metoda modifikované rampy. Tato metoda měření termofyzikálních parametrů je velmi jednoduchá a umožňuje rychlou interpretaci hodnot termofyzikálních parametrů zkoumaných látek z naměřených dat.

Samotná metoda však nestačí k charakterizaci studovaných materiálů. Experimentální data je třeba vyhodnotit, tj. stanovit hodnoty termofyzikálních parametrů. Úkolem dizertační práce byla aplikace metody modifikované rampy pro měření termofyzikálních parametrů vybraných materiálů a stanovení jejich závislosti na teplotě v širším rozsahu teplot. Dále byly zkoumány odchylky měření, které byly způsobeny rušivými vlivy reálného prostředí, zejména se jedná o konečné rozměry vzorku, kvalitu tepelného zdroje a kontaktu se vzorkem, neideální tvar tepelného pulzu a v neposlední řadě tepelné ztráty ze vzorku do okolí způsobené odvodem tepla ze vzorku.

Po ověření experimentální metody na materiálu s tabelovanými hodnotami (modelový materiál PMMA) lze přejít na měření materiálů s neznámými tepelnými vlastnostmi (např. PCM). Cílem dizertační práce bylo zabývat se určením jejich termofyzikálních parametrů. Úkolem bylo zjistit, zda je možné využít fázové přeměny PCM materiálů k chlazení fotovoltaických panelů, jejichž účinnost závisí právě na teplotě. Proto je v dizertační práci zmíněna také teorie týkající se fotovoltaických panelů, jejich účinnosti a současně používaných metod chlazení.

Experimentální část dizertační práce byla zaměřena na výběr vhodných materiálů, o nichž se předpokládá, že díky akumulaci tepla vlivem fázové přeměny mohou být vhodné k chlazení fotovoltaických systémů. Byly zde prezentovány a interpretovány výsledky tranzientních experimentů. Na základě stanovených termofyzikálních parametrů studovaných materiálů byla diskutována jejich vhodnost k chlazení fotovoltaických panelů.

Vzhledem k poměrně nízké teplotě fázového přechodu Micronalu® (26 °C) by efektivního chlazení fotovoltaických článků bylo dosaženo kombinací několika PCM materiálů s různými teplotami fázového přechodu.

## 11. LITERATURA

- [1] STEHLÍK, P.: *Termofyzikální vlastnosti. Tepelné pochody. Teoretické základy oboru*. Brno: Nakladatelství VUT v Brně, 1992. 69 s. ISBN 80-214-0428-0.
- [2] NOŽIČKA, J.: *Sdílení tepla*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1998. 98 s. ISBN 8001015998.
- [3] ATKINS, P. W.: *Fyzikálna chémia*. 1. část. 6. vyd. Oxford University Press / Slovenská technická univerzita v Bratislave, 1999. 382 s. ISBN 80-227-1238-8.
- [4] NEUŽIL, L., MÍKA, V.: *Chemické inženýrství IB*. 1. vyd. Praha: Vydavatelství VŠCHT, 1992. 473 s. ISBN 80-7080-164-6.
- [5] ZMEŠKAL, O., BUCHNÍČEK, M., VALA, M.: Thermal properties of bodies in fractal and cantorion physics. *Chaos, Solitons and Fractals* 25, Brno: FCH VUT, 2005. s 941 – 954.
- [6] BLAŽEK, A.: *Termická analýza*. Praha: SNTL – Nakladatelství technické literatury, 1972. 296 s. ISBN 04-626-72.
- [7] ŠESTÁK, J.: *Měření termofyzikálních vlastností pevných látek*. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1982. 348 s. ISBN 21-104-82.
- [8] SMUTNÝ, L.: *Teplotní senzory – současný stav a další vývoj*. [online]. 2007 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z www: <[http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id\\_document=34041](http://www.odbornecasopisy.cz/index.php?id_document=34041)>.
- [9] ŠPRINGL, V.: *Měření teploty – kovové odporové senzory teploty*. [online]. 2004 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z www: <<http://www.hw.cz/teorie-a-praxe/dokumentace/mereni-teploty-v-prumyslu.html>>.
- [10] KREIDEL, M.: *Měření teploty – senzory a měřící obvody*. Praha: BEN – technická literatura, 2005. 240 s. ISBN 80-7300-145-4.
- [11] LYSENKO, V.: *Detektory pro bezdotykové měření teplot*. Praha: BEN – technická literatura, 2006. 160 s. ISBN 80-7300-180-2.
- [12] VOJÁČEK, A.: *Princip termografického měření*. [online]. 2007 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z www: <[http://www.termokamera.cz/?option=com\\_content&task=view&id=4&Itemid=9](http://www.termokamera.cz/?option=com_content&task=view&id=4&Itemid=9)>.
- [13] KUBIČÁR, Ľ.: *Pulse Method of Measuring Basic Thermophysical Parameters*. 1. vyd. Bratislava: VEDA, vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied, 1989. 344 s. ISBN 80-224-0085-8.
- [14] KREMPASKÝ, J.: *Meranie Termofyzikálnych veličín*. 1. vyd. Bratislava: Vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied v Bratislave, 1969. 288 s. ISBN 71-0,44-69.
- [15] KUBIČÁR, Ľ.: *Rýchla metóda merania základných termofyzikálnych parametrov*. Bratislava: VEDA – Vydavateľstvo SAV, 1988. 172 s. ISBN 07102188.
- [16] BOHÁČ, V., DIEŠKA, P., KUBIČÁR, Ľ.: *The heat loss effect at the measurements by transient pulse method*. Institute of Physics SAS, Bratislava, 2007. 4 s. 62
- [17] ZMEŠKAL, O., ŠTEFKOVÁ, P., HŘEBENOVÁ, L., BAŘINKA, R.: Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. In

*INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2009, vol. 30, no. 6, s 1891-1901. ISSN 0195928X.

- [18] BOHÁČ, V., KUBIČÁR, Ľ., VRETENÁR V.: Methodology of the testing model for contact pulse transient method and influence effects on evaluating thermophysical parameters of the PMMA, In *Measurement Science Review*, 2005, vol. 5, s. 98-103. ISSN 1335 – 8871.
- [19] BOHÁČ, V., DIEŠKA, P., KUBIČÁR, Ľ.: The Heat Loss Effect at the Measurements by Transient Pulse Method, In *Measurement Science Review*, 2007, vol. 7, pp. 24-27. ISSN 1335 – 8871.
- [20] BOHÁČ, V., DIEŠKA, P., KUBIČÁR, Ľ.: The progress in Development of new models for pulse transient method. In *Proc. Of Thermoptysics*, Bratislava: Vydavateľstvo STU, 2007. ISBN 978-80-227-2746-4.
- [21] ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Use of step wise and pulse transient methods for the photovoltaic cells laminating films thermal properties study. In *Thermophysics 2009*. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 200-207. ISBN: 978-80-214-3986- 3.
- [22] ZMEŠKAL O., HŘEBENOVÁ, L., ŠTEFKOVÁ, P.: A New Differential Method for the Evaluation of Step Wise and Pulse Transient Measurements, In *9th Asian Thermophysical Properties Conference*. Beijing, China, China National Convention Center. October, 19 - 22, 2010.
- [23] ZMEŠKAL, O.; DOHNALOVÁ, L. Thermal Properties of Phase Change Materials. In *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2013, roč. 34, s. 1-12. ISSN: 0195-928X.
- [24] ZELINKA, I., VČELAŘ, F., ČANDÍK, M.: *Fraktální geometrie – principy a aplikace*. Praha: BEN – technická literatura, 2006. 176 s. ISBN 80-7300-191-8.
- [25] HINNER, M.: *Jemný úvod do fraktálů*. [online]. 1999 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z [www: <http://martin.hinner.info/math/Fraktaly/>](http://martin.hinner.info/math/Fraktaly/).
- [26] ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. The use of step wise and pulse transient methods for the study of photovoltaic cells laminating films properties. In *Thermophysics 2009 – book of abstracts*. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 27. ISBN: 978-80-214-3970- 2.
- [27] CARSLAW, H. S., JAEGER, J. C.: *Conduction of Heat in Solids* (Clarendon Press, London, 1959), pp. 496. ISSN: 0195- 928X.
- [28] ZMEŠKAL, O., NEŽÁDAL, M., VALA, M.: *Chaos, Solitons & Fractals*, 2003, vol. 17, p. 113. ISSN: 0960-0779.
- [29] ZMEŠKAL, O., NEŽÁDAL, M., VALA, M.: *Chaos, Solitons & Fractals*, 2003, vol. 19, p.1013. ISSN: 0960-0779.
- [30] ZMEŠKAL, O., NEŠPŮREK, S., VESELÝ, M., DZIK, P.: Statistics of Fractal Systems. In *New trends in Physics*. Brno, Czech Republic: VUT v Brně, 2012. s. 107-112. ISBN: 978-80-214-4594- 9.

- [31] DIEŠKOVÁ M., DIEŠKA P., BOHÁČ V., KUBIČÁR Ľ. Determination of temperature field and an analysis of influence of certain factors on a temperature fields. In *collection of manuscripts of the 17th ECTP*, 2005, Bratislava, Slovakia. Vozár L., Medved' I. and Kubičár Ľ. editors. (CD-ROM).
- [32] ŠTOFANIK V., MARKOVIČ M., BOHÁČ V., DIEŠKA P., KUBIČÁR Ľ.: RT-Lab - the Equipment for Measuring Thermophysical Properties by Transient Methods, In *Measurement Science Review*, 2007, vol. 7, pp. 15-18. ISSN 1335 – 8871.
- [33] ZMEŠKAL O., HŘEBENOVÁ, L., ŠTEFKOVÁ, P.: Using of multi-parametric non-linear regression method based on step wise measurements for determining of Thermal parameters of phase Change material, Manuscript, In *Proceeding of Thermophysics 2011*.
- [34] BAŘINKA, R.: *Energie slunce – výroba elektřiny*. [online]. 2008 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z [www: <http://www.ekowatt.cz/cz/informace/obnovitelne-zdroje-energie/energie-slunce---vyroba-elektriny>](http://www.ekowatt.cz/cz/informace/obnovitelne-zdroje-energie/energie-slunce---vyroba-elektriny).
- [35] BERANOVSKÝ, J., TRUXA, J.: *Alternativní energie pro váš dům*. Brno: Vydavatelství ERA, 2004. 126 s. ISBN 80-86517-59-4.
- [36] CENKA, M.: *Obnovitelné zdroje energie*. Praha: FCC Public, 2001. 208 s. ISBN 80-901985-8-9.
- [37] PAUL, A., DANIEL, M.: Material Availability Expands the Oportunity for Large-Scale Photovoltaics Deployment. *Environmental Science*. [online]. 2009 [cit. 2014-03-20]. Dostupný z [www: <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/es8019534?prevSearch=wadia&searchHistoryKey>](http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/es8019534?prevSearch=wadia&searchHistoryKey).
- [38] BENDA, V.: *Solární články z krystalického křemíku – základní technologie současné fotovoltaiky*. [online]. 2006 [cit. 2014-03-20]. Dostupné z [www: <http://voda.tzb-info.cz/t.py?t=2&i=3553&h=13&pl=49>](http://voda.tzb-info.cz/t.py?t=2&i=3553&h=13&pl=49).
- [39] LIBRA, M., POULEK, V.: *Fotovoltaika – Teorie i praxe využití solární energie*. Praha: BEN – technická literatura, 2009. 160 s. ISBN 978-50-904311-0-2.
- [40] ŠTĚCHA, R.: *Závislost účinnosti fotovoltaického článku na teplotě*. Plzeň, 2011. Bakalářská práce na Západočeské univerzitě v Plzni, Katedra elektromechaniky a výkonové elektroniky. Vedoucí práce Ing. Jiří Polívka.
- [41] AKBARZADEH, A., WADOWSKI, T.: Heat pipe-based cooling systems for photovoltaic cells under concentrated solar radiation. In *Applied Thermal Engineering*, 1996, vol. 16, p. 81-87. ISSN 1359-4311.
- [42] ELMIR, M., MEHDAOUI, R., MOJTABI, A.: Numerical Simulation of Cooling a Solar Cell by Forced Convection in the Presence of a Nanofluid. In *Energy Procedia*, 2012, vol. 18, p. 594-603. ISSN 1876-6102.
- [43] HARAA, T., AZUMAA, H., SHIMIZUA, H., OBORAA, H., SATOA, S.: Cooling performance of solar cell driven, thermoelectric cooling prototype headgear. In *Applied Thermal Engineering*, 1998, vol. 18, p. 1159-1169. ISSN 1359-4311.

- [44] KANDASAMY, R., WANG, X., MUJUMDAR, A.: Transient cooling of electronics using phase change material (PCM)-based heat sinks. In *Applied Thermal Engineering*, 2008, vol. 28, p. 1047-1057. ISSN 1359-4311.
- [45] DOM, A. B. M., MOHD, A. F., TULOS, N., NASIR, E., AHMAD, W. Y. W.: Thermal Energy Storage of Polyester Fabric Coated with Paraffin Liquid as Microencapsulated Phase Change Material (PCM). In *Proceedings of the International Colloquium in Textile Engineering, Fashion, Apparel and Design 2014 (ICTEFAD 2014)*, 2014, pp. 49-52. ISBN 978-981-287-010-0.
- [46] FLEISCHER, A. S.: *Thermal Energy Storage Using Phase Change Materials*. 1. Vyd: Springer International Publishing, 2015. ISBN 978-3-319-20921-0.
- [47] MEHLING, H., CABEZA, L. F.: Solid-liquid phase change materials. In *Heat and Mass Transfer*, 2008, pp. 11-55. ISBN 978-3-540-68556-2.
- [48] KHOT, S. A., SANE, GAWALI, B. S.: Thermal Energy Storage using PCM for Solar Domestic Hot Water Systems: A Review. In *Journal of The Institution of Engineers (India): Series C*, 2012, vol. 93, pp. 171-176. ISSN 2250-0545.
- [49] MEHLING, H., CABEZA, L. F., YAMAHA, M.: APPLICATION OF PCM FOR HEATING AND COOLING IN BUILDINGS. In *Thermal Energy Storage for Sustainable Energy Consumption*, 2007, vol. 234, pp. 323-348. ISBN 978-1-4020-5288-0.
- [50] KNOR, G.: *Experimental values of thermal conductivity*. [online]. 2016 [cit. 2016-06-08]. Dostupné z www: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal\\_conductivity](https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal_conductivity)>.

## 12. SEZNAM SYMBOLŮ

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
$a_0, a_1, a_2$		parabolické parametry pro tepelné vlastnosti
$a$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	tepelná difuzivita
$a_0$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	tepelná difuzivita homogenního tělesa ( $E = D$ )
$c$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita
$c_p$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při stálém tlaku
$c_V$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při stálém objemu
$e$		kvantum fyzikální veličiny
$f_a, f_c$		korekční faktory
$f_a^*$		koeficient charakterizující deformaci teplotního pole
$h$	m	tloušťka vzorku, resp. vzdálenost teplotního čidla od zdroje tepla
$m$	kg	hmotnost
$n(r)$		pokrytí prostoru (distribuce částic)
$p$	Pa	tlak
$q$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota tepelného toku
$q_0$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	výkon tepelného zdroje v objemové jednotce
$q_1$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$	výkon liniového tepelného zdroje
$q_e$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	měrný příkon tepelného zdroje
$q_m$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	hustota hmotnostního toku
$r$	m	vzdálenost
$s$		kvalita tepelného zdroje pro tepelné vlastnosti
$t$	s	čas
$t_0$	s	šířka proudového pulzu
$t_{0,5}$	s	čas, který odpovídá poloviční hodnotě maximální teploty $\Delta T_{\max}$
$t_{\max}$	s	doba maximálního oteplení způsobeného pulzním zdrojem tepla
$w$	$\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$	hustota vyzařované energie
$x, y, z$	m	prostorové souřadnice
$A$	$\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2}$	koeficient absorpce vody
$D$		fraktální dimenze
$D_f$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	difúzní koeficient
$D_{\text{VZ}}$	m	průměr vzorku
$E$		topologická dimenze
$F(r)$		zaplněnost (pokrytí) prostoru
$H$	J	entalpie
$H_d$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota toku dopadající energie
$H_e$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota toku vyzářené energie – radiační excitance
$I$	A	elektrický proud



Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
$K$		fraktální míra
$L$	$\text{J.kg}^{-1}$	latentní teplo
$N(\varepsilon)$		počet objektů o velikosti $\varepsilon$
$P$	$\text{W}$	elektrický příkon
$Q$	$\text{J}$	teplo
$Q(r)$		množství fyzikální veličiny
$\dot{Q}$	$\text{W}$	tepelný tok
$R$	$\Omega$	elektrický odpor
$R$		tepelné ztráty
$R_{\text{Pt}}$	$\Omega$	elektrický odpor platinového odporu
$S$	$\text{m}^2$	plocha
$\mathcal{S}$		element plochy
$S(r)$		pokrytí plochy fraktálním objektem
$T$	$\text{K}$	termodynamická teplota
$T_0$	$\text{K}$	počáteční teplota
$T_{\text{max}}$	$\text{K}$	maximální teplota
$T_o$	$\text{K}$	teplota okolí
$T_s$	$\text{K}$	teplota soustavy
$T_{\text{tek}}$	$\text{K}$	teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od stěny
$T_w$	$\text{K}$	povrchová teplota stěny
$U$	$\text{J}$	vnitřní energie
$U_{\text{Pt}}$	$\text{V}$	napětí platinového odporu
$U_s$	$\text{V}$	napětí na zdroji tepla
$V$	$\text{m}^3$	objem
$W_e$	$\text{W.m}^{-2}$	radiace vyzářená (emitovaná excitance)
$W_r$	$\text{W.m}^{-2}$	radiace odražená
$W_t$	$\text{W.m}^{-2}$	radiace prošlá
$\alpha$	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	součinitel přestupu tepla
$\alpha$		parametr kvality tepelného zdroje
$\varepsilon$		velikost měřítka
$\phi_d$	$\text{W}$	dopadající výkon
$\phi_e$	$\text{W}$	zářivý tok (vyzářený výkon)
$\lambda$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	tepelná vodivost
$\rho$	$\text{kg.m}^{-3}$	hustota
$\rho_w$	$\text{kg.m}^{-3}$	hustota vody
$\rho(r)$		hustota fraktální fyzikální veličiny
$\Delta$		Laplaceův operátor

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
$\Delta M$	kg	rozdíl hmotnosti
$\Delta T$		divergence gradientu teploty $\frac{\delta^2 T}{\partial x^2} + \frac{\delta^2 T}{\partial y^2} + \frac{\delta^2 T}{\partial z^2}$
$\Delta T_{\max}$	K	hodnota maxima teplotní reakce na tepelný pulz
$\Delta T_r$	K	rozdíl teplot $T_r - T_0$
$\Delta U_t$	V	rozdíl napětí na termočláнку

## 13. PŘEHLED PUBLIKACÍ A AKTIVIT

### 13.1 Odborné publikace

#### 2015

ZMEŠKAL, O.; TRHLÍKOVÁ, L.; DOHNALOVÁ, L. Study of Thermal Properties of Insulating Materials. In *AIP Conference Proceedings*. Melville NY: American Institute of Physics Publishing, 2015. s. 1-4. ISBN: 978-0-7354-1287-3.

#### 2014

TRHLÍKOVÁ, L.; DOHNALOVÁ, L.; VALENTOVÁ, K.; ZMEŠKAL, O. Thermal properties of colloids. In *Thermophysics 2014 - Conference Proceedings*. Thermophysics. Brno University of Technology: Institute of Physics, Slovak Academy of Science, 2014. s. 139-145. ISBN: 978-80-214-5034-9.

#### 2013

ZMEŠKAL, O.; TRHLÍKOVÁ, L.; DOHNALOVÁ, L. Temperature dependence of thermal parameters of building materials. In *Thermophysics 2013 - conference proceeding*. FCH VUT v Brně: SAS Bratislava, VUT v Brně, 2013. s. 194-207. ISBN: 978-80-214-4801-8.

ZMEŠKAL, O.; DOHNALOVÁ, L. Thermal Properties of Phase Change Materials. *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2013, roč. 34, s. 1-12. ISSN: 0195- 928X.

#### 2012

ZMEŠKAL, O.; NEŠPŮREK, S.; DOHNALOVÁ, L. Study of PCM material diffusivity. In *Thermophysics 2012 - conference proceeding*. Brno: SAS Bratislava, VUT v Brně, 2012. s. 258-264. ISBN: 978-80-214-4599-4.

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; DOHNALOVÁ, L.; BAŘINKA, R. Use of PCM Boards for Solar Cell Cooling. *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2012, roč. 34, č. 5, s. 926-938. ISSN: 0195- 928X.

#### 2011

ZMEŠKAL, O.; DOHNALOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Using of multi-parametric non- linear regression method based on step wise measurements for determining of thermal parameters of phase change materials. In *Thermophysics 2011 - Conference Proceeding*. BUT FCH. Brno: BUT, Faculty of Chemistry, 2011. s. 229-234. ISBN: 978-80-214-4345-7.

#### 2010

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. A New Differential Method for the Evaluation of Step Wise and Pulse Transient Measurements. In *ATPC 2010*. CD. Beijing, Čína: University of Science and Technology, 2010.

ZMEŠKAL, O.; POLCER, J.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Determination of Thermal and Moisture Parameters from the Transient Responses. In *Thermophysics 2010*. Brno: FCH VUT v Brně, 2010. s. 338-343. ISBN: 978-80-214-4166- 8.

## **2009**

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2009, roč. 30, č. 6, s. 1891-1901. ISSN: 0195- 928X.

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. *The use of step wise and pulse transient methods for the study of photovoltaic cells laminating films properties*. In *Thermophysics 2009*. Book of abstracts. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 27 (1 s.) ISBN: 978-80-214-3970- 2.

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Use of step wise and pulse transient methods for the photovoltaic cells laminating films thermal properties study. In *Thermophysics 2009*. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 200-207. ISBN: 978-80-214-3986- 3.

## **2008**

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. *Studium tepelných vlastností laminačních fólií fotovoltaiických článků*. Sborník příspěvků. ČFVK. Brno: Czech Re Agency, 2008. s. 1-4. ISBN: 978-80-254-3528-1.

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. *Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films*. 18th European Conference on Thermophysical Properties. ECTP 2008. Pau, France: University Pau, France, 2008. s. 344 (1 s.).

## **13.2 Účast na řešení projektů**

### **2015**

Studium fyzikálně chemických procesů pro pokročilé aplikace FCH-S-15-2670

### **2014**

Fyzikálně-chemické procesy – jejich výzkum a aplikace FCH-S-14-2250

### **2013**

Výzkum fyzikálně chemických procesů s ohledem na jejich aplikační potenciál FCH-S-13-1878

### **2012**

Studium fyzikálně chemických procesů pro budoucí aplikace FCH-S-12-2

### **13.3 Aktivní účast na mezinárodních konferencích**

autorská účast na mezinárodních konferencích:

- European Conference on Thermophysical Properties 2008 (Pau), 2011 (Thessaloniki), 2014 (Porto)
- Thermophysics 2009, 2010, 2012, 2013, 2014, 2015
- Asia Thermophysical Properties Conference 2010 (Beijing)
- International Conference on Numerical Analysis and Applied Mathematics 2014 (Rhodes)

přednesení příspěvku na mezinárodních konferencích Thermophysics 2012 a 2013

zpracování posteru pro mezinárodní konferenci Eighteenth Symposium on Thermophysical Properties 2012 (Boulder)